

KfK 2949
April 1980

Einfluß der normalleitenden Matrix auf die Stromverteilung und die Stromtragfähigkeit in technischen Supraleitern

M. Scherer
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Technische Physik
KfK 2949

Einfluß der normalleitenden Matrix auf die Stromverteilung
und die Stromtragfähigkeit in technischen Supraleitern⁺)

Michael Scherer

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

⁺) Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
(TH), Karlsruhe, genehmigte Dissertation.

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß der technische Supraleiter für die Berechnung von Stromdichteverteilungen und Stromverteilungsvorgängen in zwei Bereiche aufgeteilt werden muß, einem homogenen Hochfeldbereich mit einer in achsialer Richtung unabhängigen Stromdichteverteilung und einem Stromeinspeisebereich, der sich vom Kontakt Normalleiter-Supraleiter bis zum Hochfeldbereich mit vom Ort abhängiger Stromdichte erstreckt. Die Stromdichteverteilung im Hochfeldbereich stellt sich auch im Multifilamentleiter, unabhängig von der Matrix, entsprechend dem critical state Modell ein, wie die Berechnungen und Messungen der inneren Induktionsspannungen bestätigt haben. Unabhängig von der Verteilung der Filamente in der Matrix fließt der Transportstrom mit konstanter Stromdichte im Falle eines zylindrischen Leiters auf konzentrischen Filamentkränzen.

Zur Beschreibung des Stromeinspeisebereichs wurde ein "Zwei-Filament-Modell" entwickelt, das eine erste Näherung eines Multifilamentleiters darstellt und den Einfluß der normalleitenden Matrix auf die Stromverteilung mit berücksichtigt. Die Modellrechnungen zeigen, daß die Stromaufteilung entscheidend vom spezifischen Widerstand der Matrix abhängig ist und bei hochresistiver Matrix zu einer Stromdegradation führen kann, wie die Ergebnisse an CuNi-Matrixleitern zeigen. Denn die Stromaufteilung auf tiefer liegende Filamente wird durch den Flux-creep Widerstand des Supraleiters geregelt, der für die untersuchten technischen Supraleitern bei einem Feldstärkewert von ca. $2 \cdot 10^{-4}$ V/m eine obere Grenze hätte. Ein Überschreiten des elektrischen Maximalfeldes im äußeren Filamentkranz bedeutete Auslösung der Normalleitung für den gesamten Leiter. Da zur Stromübernahme aller Filamente im Leiterquerschnitt am äußeren Filamentkranz eine bestimmte Spannung auftritt, kann bei hochresistiven Matrixleitern eintreten, daß dabei die Grenzfeldstärke schon erreicht wird, bevor die Gesamtheit der Filamente mit Strom aufgefüllt ist. Diese Stromdegradation kann in gewissem Umfang durch Vergrößern des Stromeinspeisebereichs reduziert werden, wie Berechnungen und Messungen gezeigt haben.

Auswirkungen dieser Stromverteilungsvorgänge machen sich besonders in sehr kleinen Magnetfeldern bei Leitern mit hochresistiver Matrix bemerkbar, wo trotz hoher Stromtragfähigkeit der einzelnen Filamente die Stromtragfähigkeit des gesamten Leiters stark reduziert ist.

In einigen Supraleitern mit Cu-Matrix wurden im Hochfeldbereich Abweichungen von der zu erwartenden Stromdichteverteilung gefunden, was auf Inhomogenitäten oder Defekte im Filamentsystem zurückgeführt werden könnte, aber noch einer detaillierten Untersuchung bedarf.

Abstract

Influence of the normal conducting matrix on the current distribution and the current-carrying capacity in technical superconductors.

In the present paper the current density distribution in technical superconductors in an external magnetic field has been investigated from the joint current lead-superconductor along the wire. The calculation of the current density distribution in multicore superconductors shows, that it is reasonable to distinguish between two regions: A current transfer region and a homogeneous magnetic field region where the current transfer across the normal conducting matrix into the filaments is vanishing over a short distance. The current density in a homogeneous magnetic field obeys the critical state model independent of the normal conducting matrix as calculations and measurements of the inductive voltage on the inner inductance of the superconductor have shown. The transport current flows with constant current density in concentric circular filament rings in case of a cylindrical conductor independent of the filament distribution in the matrix.

For the description of the current transfer region a "Two-Filament-Model" was developed which describes the current distribution in

a multicore superconductor in a first approximation regarding the influence of the normal conducting matrix. The calculations show that the current distribution is mainly determined by the specific resistance of the normal conducting matrix. A high resistive matrix can be the reason for current degradation as calculation and measurement on multicore superconductors with a CuNi-matrix have shown: The current transfer into the inner filaments is determined by the flux-creep resistance of the superconductor, which is limited by a transition to normal conduction at an electrical field strength of about $2 \cdot 10^{-4}$ V/m as observations on the investigated technical superconductors have shown. Exceeding the electrical field limit in the outer filament ring will cause the transition to normal conduction in the whole superconductor also when the inner filaments are not filled up with current. This current degradation can be reduced by enlarging the current transfer region, as for example by a larger joint length, as calculations and measurements have shown.

A consequence of this field strength limit is, that in a superconductor with a high resistive matrix in low magnetic fields the current-carrying capacity is reduced remarkably although the total amount of filaments would lead to higher currents.

In some multicore superconductors with a Cu-matrix deviations from the expected current density distribution were found, which may be caused by inhomogenities or defects in the filament system. This observation still needs a further and detailed investigation.

1.	Einleitung	1
2.	Stromdichteverteilung in Typ III Supraleitern. Grundlagen	3
2.1	Stromdichteverteilung im Einkernleiter	3
2.2	Innere Induktivität und Stromdichteverteilung	5
2.3	Innere Induktivität des Multifilamentleiters	9
2.4	Die Aufteilung des Transportstromes auf die supraleitenden Kerne im Multifilamentleiter	10
2.5	Der resistive Zustand im Supraleiter	12
3.	Das "Zwei-Filament-Modell"	14
3.1	Die Stromaufteilung im "Zwei-Filament-Modelleiter"	14
3.2	Ergebnisse der Modellrechnung unter der Annahme eines elektrischen Maximalfeldes der Filamente	17
4.	Experimenteller Teil	26
4.1	Probenanordnung und Versuchsdurchführung	26
5.	Meßergebnisse und Diskussion	30
5.1	Stromdichteverteilung im Einkernleiter	30
5.2	Innere Induktivität und Stromdichteverteilung im Multifilamentleiter	36
5.3	Aufteilung des Transportstromes auf die Filamente im Multifilamentleiter am Beispiel von Cu- und CuNi-Matrixleitern	43
5.4	Stromdegradation hochresistiver CuNi-Matrixleiter durch magnetfeldabhängigen Flux-creep Widerstand	51
	Literaturverzeichnis	59

1. Einleitung

Bei der technischen Anwendung der Supraleitung im Magnetbau oder im Bau von elektrischen Maschinen werden Multifilamentleiter eingesetzt, bei denen der eigentliche Supraleiter in Form von feinen Adern, sogenannte Filamente, in einer normalleitenden Matrix eingebettet ist. Die Leiter werden im allgemeinen um ihre Längsachse getwistet (verdrillt). Dieser innere Aufbau resultiert aus der technischen Forderung nach einem möglichst stabilen Leiter mit geringen Hysterese- und Wirbelstromverlusten. Je nach Art und Verwendungszweck des Multifilamentleiters besteht die Matrix z. B. aus Kupfer für einen NbTi-Leiter in einem Magneten, aus CuNi-Legierung für einen Leiter mit Anwendung in supraleitenden Schaltern oder aus einer CuSn-Bronze in Hochfeldleitern auf der Basis von A15 Supraleitern, z. B. Nb₃Sn. Allen technischen Supraleitern ist gemeinsam, daß der Strom an einer Kontaktstelle im Tieftemperaturbereich von einem reinen Normalleiter in den supraleitenden Draht übertreten muß. In welcher Weise der Strom sich nun auf die einzelnen Filamente verteilt und ob eine homogene Stromdichteverteilung im Magnetfeld erreicht wird, d. h. ob alle Filamente am Stromtransport beteiligt werden, hängt entscheidend vom Flux-creep Widerstand des Supraleiters und den resistiven Eigenschaften der Matrix ab. Daher sind auch die Stromeinspeisebedingungen von entscheidendem Einfluß, wie z. B. Kontaktlängen oder die äußeren Magnetfeldverhältnisse im Stromeinspeisebereich gegenüber der Hochfeldregion, da, abhängig von den resistiven Eigenschaften des Supraleiters und der Matrix, eine Mindesttransferlänge notwendig ist, um eine Stromaufteilung auf alle Filamente zu gewährleisten. Hinweise auf solche Zusammenhänge geben die oft beobachtete Reduktion der Stromtragfähigkeit in Multifilamentleitern mit CuNi-Matrix gegenüber vergleichbaren Leitern mit Cu-Matrix, was besonders in kleinen Magnetfeldern ausgeprägt ist^{1, 2)}. Durch ungenügende Kontaktlängen wird diese sogenannte Stromdegradation noch verstärkt. Probleme der stationären Stromdichte im ungestörten Hochfeldbereich und im Übergangsbereich am Kontakt (Stromeinspeisebereich) von Multifilamentleitern, sollten daher in der vorliegenden Arbeit experimentell und theoretisch untersucht werden.

Dabei standen der Einfluß der Matrix, der Stromspeisungslänge, der Leiterlänge im ungestörten Hochfeldbereich, sowie der Einfluß des äußeren Magnetfeldes auf die Stromdichteverteilung im Leiter und ihre Auswirkung auf die Stromtragfähigkeit im Vordergrund. Zu diesen Problemstellungen gibt es Lösungsansätze von Wilson³⁾, Dresner⁴⁾ und Ekin⁵⁾, die aber unbefriedigend sind, da sie zwar Angaben über die Stromaufteilung über die normalleitende Matrix machen, aber keinerlei Zusammenhänge zwischen Stromaufteilung und Stromtragfähigkeit für diese Leiter herstellen. Dazu bleiben Grenzen des Supraleiters hinsichtlich seiner Belastbarkeit im resistiven Zustand unberücksichtigt. Aber auch für die Stromaufteilung selbst werden zu einfache Annahmen gemacht. So wird z. B. kein Stromspeisungsbereich betrachtet, durch den eine Stromauffüllung aller Filamente erst möglich ist.

Um die Grundlage für die experimentellen Untersuchungen zu schaffen, wird zunächst eine Modellvorstellung der Stromaufteilung im Multifilamentleiter unter den gegebenen Randbedingungen an der Kontaktstelle Normalleiter-Supraleiter und des inneren Aufbaus des Multifilamentleiters erarbeitet. Diese Modellvorstellung wird dann auf meßtechnisch zugängliche Größen wie Spannungen längs des Leiters als Ausdruck der inneren Stromdichteverteilung übertragen. Da beim Einkernleiter das critical state Modell in seiner einfachsten Form angewandt werden kann, läßt sich hier ein eindeutiger Zusammenhang zwischen berechneten und gemessenen Größen herstellen, so daß die Ergebnisse am Einkernleiter als Vergleichsbasis für Ergebnisse am Multifilamentleiter herangezogen werden konnten.

2. Stromdichteverteilung in Typ III Supraleitern. Grundlagen

2.1 Stromdichteverteilung im Einkernleiter

Obwohl die Stromdichteverteilung in technischen Supraleitern und ihr Einfluß auf die Stromtragfähigkeit das eigentliche Anliegen der vorliegenden Arbeit ist, sei zum besseren Verständnis dieser Problemstellung zunächst kurz die Stromdichteverteilung in einem einfach zusammenhängenden Typ III Supraleiter diskutiert, der in seiner technischen Form als sogenannter Einkernleiter geläufig ist. In den technisch heute am häufigsten eingesetzten Multifilamentleitern liegt der Supraleiter dagegen in einer Vielzahl von parallelen Einzeladern vor, die in einer Matrix aus normalleitendem Metall eingebettet sind. In einem solchen Verbundleiter gehorcht die Stromdichteverteilung in den einzelnen supraleitenden Kernen den Gesetzmäßigkeiten des Einkernleiters, während die Gesamtstromverteilung im Leiter von der Anordnung der Filamente und von den Eigenschaften der Matrix mitbestimmt wird.

Die Untersuchungen wurden an Supraleitern auf der Basis von $NbTi$ -Legierungen durchgeführt, die heute die am häufigsten benutzte Legierung ist. Die für den technischen Einsatz notwendige hohe Stromtragfähigkeit erhält diese Legierung durch Kaltverformung und Wärmebehandlung. Die dabei entstandenen Versetzungen und Ausscheidungen bilden dann sogenannte Pinningzentren für das in den Supraleiter in Form von Flußschläuchen eindringende Magnetfeld. Die hiermit zusammenhängenden Fragen der Optimierung von kritischen Stromdichten sind in der Literatur hinreichend behandelt, vergl. Hillmann⁶⁾ usw..

Pinningzentren sind z. B. Fehlstellen, Versetzungen oder normalleitende Ausscheidungen im Supraleiter, in denen sich Flußlinien ansammeln und die eine freie Beweglichkeit der Flußlinien, wie sie im idealen Typ II Supraleiter existiert, behindern. An Stelle der freien Beweglichkeit tritt der Flux-creep⁷⁾, eine thermisch aktivierte Flußbewegung. Aufgrund von thermischen Schwankungserscheinungen können sich einzelne Flußlinienbündel von ihren Pinningzentren losrei-

Ben und durch den Supraleiter bewegt werden, bis sie von anderen Pinningzentren wieder eingefangen werden. Aus der Eigenschaft der Pinningzentren, Flußlinien zu binden, folgt, daß in den stark gestörten Typ II Supraleitern sich die Flußlinien nicht über das gesamte Leitervolumen verteilen, sondern zunächst von den Pinningzentren unter der Leiteroberfläche eingefangen werden, was dazu führt, daß der magnetische Fluß mit einem näherungsweise konstanten Gradienten in das Leiterinnere eindringt. C. P. Bean⁸⁾ hat postuliert, daß in den Bereichen des harten Supraleiters, in welchen Flußlinien eingedrungen sind, Supraströme mit der konstanten Stromdichte $\pm j_c$ fließen, was als *critical state Modell* in die Literatur eingegangen ist. Mit dem critical state Modell und der Tatsache, daß die Flußbewegung im Supraleiter irreversibel ist, d. h. mit Verlusten gekoppelt ist, lassen sich die wesentlichen Eigenschaften der harten Supraleiter verstehen, wie Magnetisierungskurven, das Hystereseverhalten und kritische Ströme im Supraleiter.

Aus dem critical state Modell folgt, daß der Supraleiter außer beim kritischen Strom nur teilweise mit Transportstrom ausgefüllt ist. Mit der postulierten Materialbedingung $j_c = \text{const.}$ läßt sich dann aus $\text{rot } B = \mu_0 j_c$ ein einfacher Ausdruck für die Stromdichteverteilung bzw. für die Magnetfeldverteilung in einem zylindrischen Einkernleiter herleiten

$$B(r) = \frac{\mu_0 j_c}{2} \left(r - \frac{R_0^2}{r} \right) \quad (2.1)$$

wobei die Lösung im Bereich zwischen R_0 , der Eindringtiefe des Stromes, und dem Außenrand R des Leiters gilt. Für die Eindringtiefe R_0 des Transportstromes bzw. des Eigenfeldes läßt sich folgende Beziehung ableiten:

$$\frac{R_0}{R} = \left(1 - \frac{I}{I_c} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

In einem zylindrischen Einkernleiter ohne Störung von Nachbarleitern fließt der Transportstrom in einer zylindrischen Schicht mit der Stromdichte j_c , die erst beim kritischen Strom zum Vollzylinder wird und den ganzen Leiterquerschnitt ausfüllt.

2.2 Innere Induktivität und Stromdichteverteilung

Der mit dem Strom verkettete magnetische Fluß bestimmt die Induktivität eines Stromkreises. Da bei einem endlich ausgedehnten Leiter ein Außen- und ein Innenbereich zu unterscheiden ist, setzt sich die Gesamtinduktivität des Stromkreises aus einer äußeren und einer inneren Induktivität zusammen, wobei die letztere von der Stromdichteverteilung im Leiter abhängt. Damit ergibt sich die Möglichkeit, durch Messung des Spannungsabfalls an der inneren Induktivität eine Aussage über die Stromdichteverteilung im Leiter bei dynamischen Vorgängen zu erhalten.

In Abb. 1 ist die Eigenfeldverteilung für einen zylindrischen Typ III Supraleiter (a) und vergleichsweise dazu die eines äquivalenten Normalleiters (b) gezeigt. Da der Strom im Normalleiter stets den gesamten Leiterquerschnitt mit homogener Stromdichte ausfüllt, ist der im Leiterquerschnitt eingeschlossene Fluß dem Transportstrom direkt proportional, was gleichbedeutend mit einer konstanten inneren Induktivität ist. Anders dagegen der Typ III Supraleiter. Hier hängt der innere Fluß sowohl vom Transportstrom als auch von der Eindringtiefe, d. h. von der Stromdichteverteilung im Leiter, ab. Darüberhinaus hängt der innere Fluß auch noch von der magnetischen Vorgeschichte des Supraleiters ab, d. h. ob der Supraleiter schon mit Strom belastet war und nun Fluß eingeschlossen hat.

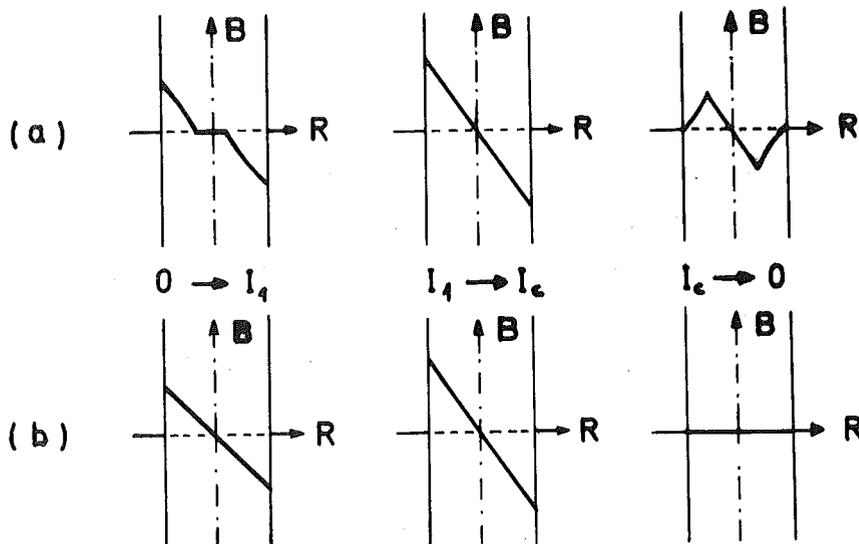


Abb. 1: Eigenfeldverteilung in einem zylindrischen Draht, bei einem Zyklus $0 \rightarrow I_1 \rightarrow I_c \rightarrow 0$, (a) Typ III Supraleiter, (b) Normalleiter.

Mit der stromabhängigen inneren Induktivität des Typ III Supraleiters läßt sich der gesamte mit dem Transportstrom verkettete Fluß eines supraleitenden Stromkreises allgemein mit der Gleichung

$$\phi = L_a I + L_i(I) I \quad (2.3)$$

beschreiben. Dabei steht L_a für die konstante äußere Induktivität des Stromkreises und $L_i(I)$ für die innere Induktivität des Supraleiters. Der Einfluß der äußeren Induktivität auf die Induktionsspannungen kann durch entsprechenden Aufbau der Probenanordnungen weitgehend kompensiert werden, so daß die weiteren Betrachtungen auf den inneren Anteil des Flusses und der Induktionsspannung beschränkt werden können.

$$U_i = - \frac{d\phi_i}{dt} = - \frac{d}{dt}(L_i(I) I) = -L_i(I) \cdot \frac{dI}{dt} - I \cdot \frac{dL_i(I)}{dt} \quad (2.4)$$

Für einen Vergleich der experimentell gefundenen Induktionsspannungen mit der nach dem critical state Modell zu erwartenden Spannung muß der Zusammenhang zwischen Stromdichteverteilung und Fluß für dieses Modell hergestellt werden. Nach Küpfmüller⁹⁾ berechnet sich der innere Fluß eines hinreichend langen zylindrischen Rohres mit dem Außenradius R und dem Innenradius R_0 sowie der Länge l zu

$$\phi_i = \int_{R_0}^R \left(\frac{R^2 - r^2}{R^2 - R_0^2} B(r) l \right) dr \quad (2.5)$$

Der Unterschied zu einem Normalleiter besteht darin, daß für den harten Supraleiter die untere Integrationsgrenze R_0 eine Funktion des Transportstromes wird. Mit den Beziehungen (2.1) und (2.2) für $B(r)$ bzw. $R_0(I)$ liefert die Integration von (2.5) für den stromabhängigen inneren Fluß während des ersten Stromeindringens in einen zylindrischen Einkernleiter

$$\phi_i(I) = \frac{\mu_0 l}{8\pi} I \left\{ 3 - 2 \frac{I_c}{I} - 2 \left(\frac{I_c}{I} - 1 \right)^2 \ln \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right\} \quad (2.6)$$

Die Differentiation des inneren Flusses nach der Zeit ergibt schließlich die zu erwartende innere Induktionsspannung, die über einem zylindrischen Einkernleiter während des ersten Stromeinbringens abfällt.

$$U_i(I) = \frac{\mu_0 l}{8\pi} \left\{ 1 + 2 \frac{I_c}{I} - 2 \left(1 - \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right) \ln \left(1 - \frac{I_c}{I} \right) \right\} \frac{dI}{dt} \quad (2.7)$$

In Abb. 2 ist diese auf die Länge und die Stromänderungsgeschwindigkeit normierte innere Induktionsspannung als Funktion des reduzierten Transportstromes dargestellt (Kurve a). Aufgrund der zunächst vollständigen Stromverdrängung steigt die normierte innere Induktionsspannung mit zunehmendem Transportstrom von Null aus monoton an und erreicht bei I_c , wenn eine homogene Stromdichteverteilung erreicht ist, ihren größten Wert. Dieser Endwert liegt deutlich über dem konstanten Wert eines äquivalenten, nicht ferromagnetischen Normalleiters, der sich zu $5 \cdot 10^{-8}$ VS/Am berechnet. Denn im Falle des harten Supraleiters tritt neben dem Beitrag der zeitlichen Stromänderung zur inneren Induktionsspannung auch noch ein Beitrag auf, der durch die zeitliche Änderung der inneren Induktivität gegeben ist, siehe Gleichung (2.4).

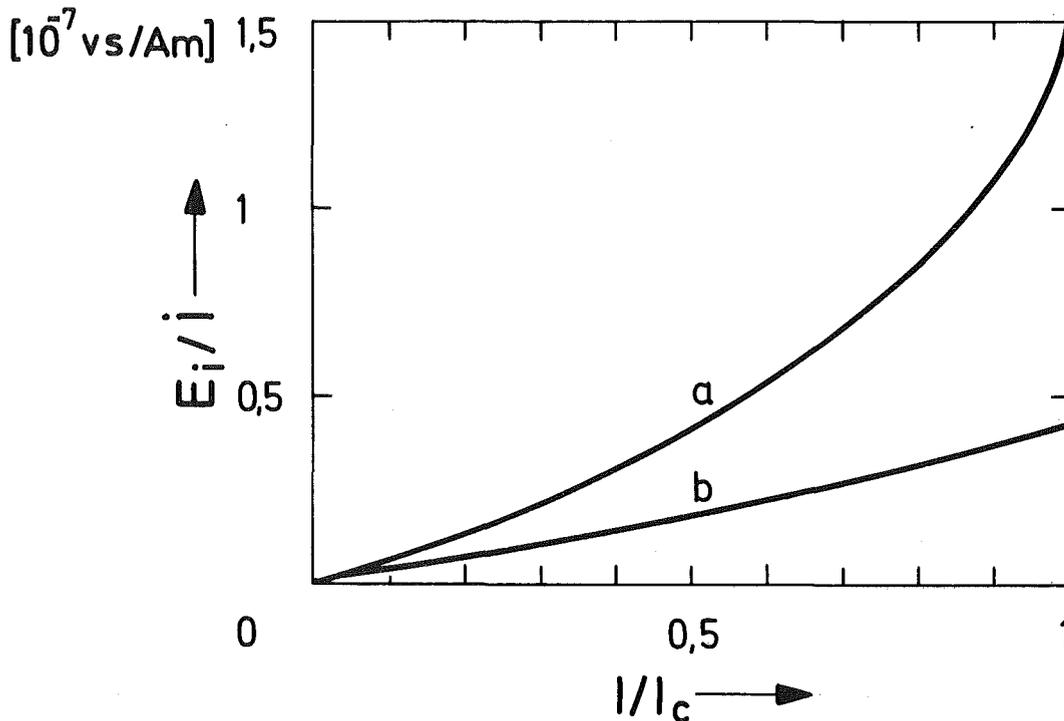


Abb. 2: Transportstromabhängigkeit der auf die Länge und die Stromänderungsgeschwindigkeit normierten inneren Induktionsspannung eines zylindrischen Typ III Supraleiters, (a) "jungfräulicher" 1. Stromanstieg, (b) 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I_c \rightarrow 0$.

Abhängig von der magnetischen Vorgeschichte bleibt im harten Supraleiter ein mehr oder weniger hoher remanenter Fluß eingefroren. Speziell bleibt nach der Reduktion eines Transportstromes auf Null ein innerer Fluß im Leiter eingeschlossen, dessen Betrag von der Höhe des Stromhubes abhängig ist. Wie sich ein remanenter Fluß auf den Verlauf der inneren Induktionsspannung auswirkt, wird am Beispiel der 2. Stromerhöhung nach I_c , nach einem Stromzyklus $0 \rightarrow I_c \rightarrow 0$, gezeigt.

Die Größe des inneren Flusses für den 2. Stromanstieg berechnet sich nach Abb. 1 aus der Summe des remanenten Flusses $\phi_i(0)$ und des Flusses $\Delta\phi_i$, der sich aus der Stromdichteänderung zwischen R und R_0 von $-j_c$ auf $+j_c$ ergibt.

$$\phi_i = \phi_i(0) + \int_{R_0}^R \left(\frac{r^2 - R_0^2}{R^2 - R_0^2} - 2B(r)l \right) dr \quad (2.8)$$

Mit dem bekannten Ausdruck (2.1) für $B(r)$ sowie der neuen Beziehung $R_0 = R(1 - I/2I_c)^{1/2}$ liefert die Integration von (2.8) für den stromabhängigen inneren Fluß während des 2. Stromeindringens in den zylindrischen Einkernleiter

$$\phi_i(I) = \text{const.} + \frac{\mu_0 l}{8\pi I_c} \left\{ 3\frac{I}{I_c} - 4 - 8\frac{I_c}{I} \left(1 - \frac{I}{2I_c}\right)^2 \ln\left(1 - \frac{I}{2I_c}\right) \right\} \quad (2.9)$$

Die Differentiation nach der Zeit ergibt hierfür die innere Induktionsspannung

$$U_i(I) = \frac{\mu_0 l}{8\pi} \left\{ 1 - 2\ln\left(1 - \frac{I}{2I_c}\right) + 4\frac{I_c}{I} \left(1 + 2\frac{I_c}{I} \ln\left(1 - \frac{I}{2I_c}\right)\right) \right\} \frac{dI}{dt} \quad (2.10)$$

Da der Transportstrom während des 2. Stromeindringens auch von außen in den Supraleiter eindringt, steigt die innere Induktionsspannung wieder von Null aus monoton an und erreicht beim kritischen Strom ihren größten Wert (Abb. 2, Kurve (b)). Die innere Induktionsspannung ist jedoch durch den eingefrorenen Fluß im vormagnetisierten Leiter erheblich reduziert, da jetzt bis zum Er-

reichen von I_c ein wesentlich geringerer Flußumsatz notwendig ist.

Ein Vergleich zwischen den experimentell gefundenen Induktionsspannungen mit den nach dem critical state Modell zu erwartenden Spannungen ermöglicht es jetzt, Aussagen über die Stromdichteverteilung im Einkernleiter zu machen.

2.3 Innere Induktivität des Multifilamentleiters

Die vorangegangenen Abschnitte haben gezeigt, daß sich über die Stromdichteverteilung in einfach zusammenhängenden Supraleitern, z. B. in Einkernleitern, ein zuverlässiges Bild machen läßt. Jedenfalls lassen sich mit plausiblen Annahmen über Stromdichteverteilungen die Magnetisierungskurven, das Hystereseverhalten und kritische Ströme im Supraleiter hinreichend genau berechnen. Die Situation bei den in den technischen Anwendungen eingesetzten Multifilamentleitern ist weit aus komplizierter, da wegen des inneren Aufbaus solcher Leiter nun auch die normalleitende Matrix an der Stromdichteverteilung beteiligt ist.

Auch ohne ein genaues Bild bezüglich der Stromaufteilung über die normalleitende Matrix im Bereich der Stromeinspeisestellen zu haben, folgt allein schon aus dem allgemeinen Aufbau eines Multifilamentleiters mit mehr oder weniger homogen verteilten Filamenten in einer normalleitenden Matrix, daß beim Einspeisen von Strom das Leiterinnere, wie im Falle des Einkernleiters, zunächst abgeschirmt wird. Durch eine einfache Filamentisierung wird das induktive Verhalten des Supraleiters nur unwesentlich beeinflusst. In hinreichender Entfernung von den Stromeinspeisestellen dringt der Transportstrom in den Multifilamentleiter, wie in den einfach zusammenhängenden Typ III Supraleiter, in erster Näherung mit konstanter Stromdichte ein. Ein zylindrischer Multifilamentleiter mit einer Anordnung der Filamente näherungsweise auf konzentrischen Kreisen hat demnach bis auf den Stromaufteilungsbereich, der die Stromübernahme über die normalleitende Matrix durch die inneren Filamente regelt, etwa die gleiche innere Induktivität wie ein zylindrischer Einkernleiter. Die auf dem critical state Modell basierenden inneren Induktionsspannungen gelten daher auch für den Multifilamentleiter

und bilden auch hier die Grundlage für einen Vergleich mit den experimentell gefundenen Induktionsspannungen.

2.4 Die Aufteilung des Transportstromes auf die supraleitenden Kerne im Multifilamentleiter

Im Abschnitt 2.3 wurde schon erwähnt, daß der entscheidende Unterschied zum Einkernleiter die Beteiligung der normalleitenden Matrix an der Stromdichteverteilung im Multifilamentleiter ist. Die Abb. 3 zeigt einen Querschnitt durch einen technischen Supraleiter.

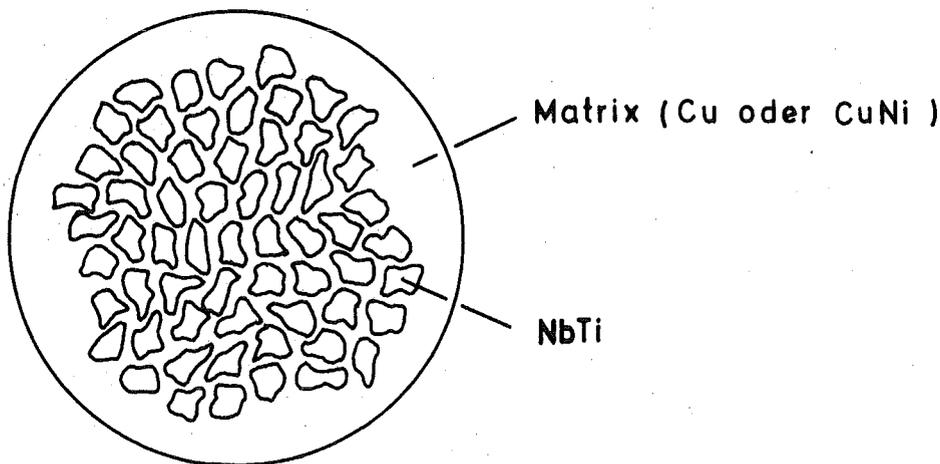


Abb. 3: Querschnitt durch einen technischen Supraleiter

In einer normalleitenden Matrix (meist Cu oder CuNi) sind eine Vielzahl von supraleitenden Kernen (Filamente) mit Durchmessern kleiner 50 μm eingebettet. Unabhängig von der speziellen geometrischen Anordnung der Filamente im Leiter werden die inneren Filamente durch außenliegende abgeschirmt, wobei das normalleitende Matrixmaterial die einzelnen Filamente voneinander trennt. Eine für die weiteren Betrachtungen idealisierte Konfiguration ist hier die Anordnung der Filamente auf konzentrischen Kreisen. Diese Unterteilung des Supraleiters in eine Vielzahl von Filamenten resultiert aus den technischen Forderungen nach einem Leiter, der möglichst stabil gegen innere Flußsprünge ist und

kleine Hystereseverluste¹⁰⁾ zeigt. Durch Verdrillen oder Twisten der Leiter um ihre Längsachse werden induzierte Wirbelströme durch zeitlich sich ändernde Magnetfelder, die Zusatzverluste in der Matrix verursachen, weitgehend unterdrückt¹¹⁾. Der geringe Einfluß des Twistes auf die Stromdichteverteilung kann im folgenden vernachlässigt werden¹²⁾.

Für die Stromaufteilung im Multifilamentleiter läßt sich nun folgende Modellvorstellung entwickeln: Beim Einspeisen von Strom in den Supraleiter werden zunächst die auf dem äußeren Kranz liegenden Filamente mit Strom belastet. Dieses Verhalten entspricht dem Eindringen des Stromes in einen Einkernleiter, in dem die Dicke der stromführenden Schicht durch den Strom und die kritische Stromdichte gegeben ist. Sobald der äußere Filamentkranz an die Grenze seiner Stromtragfähigkeit kommt, geht er bei weiterer Erhöhung des Stromes in einen resistiven Zustand über. Die auftretenden Spannungen machen es möglich, daß der Strom die Barriere aus normalleitendem Matrixmaterial in radialer Richtung zum nächsten Filamentkranz überwinden kann. Auf die gleiche Weise werden nun nacheinander die Filamentkränze mit Strom belastet, bis der gesamte Leiter mit Strom ausgefüllt ist und damit seinen kritischen Strom erreicht hat.

Eine Konsequenz dieser Modellvorstellung ist, daß sich je nach der Stromstärke ein Teil der supraleitenden Filamente des Leiters im resistiven Zustand befindet, auch für den Fall eines stationären Stromes. In axialer Richtung klingt die Resistivität dieser Filamente mit zunehmender Entfernung von den Stromeinspeisestellen sehr schnell ab, da der zusätzliche Strom dann schon vollständig in tiefer liegende Filamente eingedrungen ist. Die Höhe der auftretenden Längs- und Querspannungen, die die Aufteilung des Stromes im Multifilamentleiter regeln, hängt von der Leitfähigkeit der Matrix und davon ab, bis zu welcher Strom- und Spannungsüberhöhung der resistive Zustand im Supraleiter stabil existieren kann. Sie hängt auch von der Stromeinspeiselänge ab und davon, welchen äußeren Feldverhältnissen die gesamte Leiteranordnung ausgesetzt ist.

Während die innere Induktionsspannung lediglich die Stromdichteverteilung im ungestörten Bereich des Multifilamentleiters wieder-

spiegelt, läßt sich aus der stationären Spannung über dem Gesamtleiter die im Bereich der Stromspeisestellen zu erwartende Aufteilung des Stromes über die normalleitende Matrix auf die einzelnen Filamente und deren resistiver Zustand ablesen. Da die stationären Spannungen entscheidend vom Widerstandsverhalten des Supraleiters bestimmt werden, soll zunächst der resistive Zustand des Supraleiters diskutiert werden, um die Basis für Modellrechnungen zu schaffen.

2.5 Der resistive Zustand im Supraleiter

Wird der Transportstrom in einem Typ III Supraleiter bei konstantem Magnetfeld und konstant gehaltener Temperatur erhöht, so vollzieht sich bekanntlich der Übergang aus der Supraleitung in die Normalleitung nicht spontan, sondern mit einem resistiven Übergangsbereich. In den technischen Supraleitern, die Verbundmaterialien aus Supraleiter und Normalleiter sind, hängt die Ausdehnung des Übergangsbereiches von den Flächenanteilen der Kompositematerialien, deren elektrischen Eigenschaften und den Kühlbedingungen ab, d. h. der sprungartige Übergang in die Normalleitung (Take-off) ist hier von inneren und äußeren Bedingungen bestimmt. So setzt z. B. in Multifilamentleitern mit Matrix/SL-Verhältnissen zwischen 1 und 3, die hier nur betrachtet werden sollen, der Take-off ein, bevor die Oberflächenkühlleistung im Heliumbad ausgeschöpft ist^{13), 14)}.

Das resistive Verhalten im Supraleiter selbst kann durch die Erscheinungen des *Flux-creep* und *Flux-flow* erklärt werden^{7), 15)}. In beiden Fällen handelt es sich darum, daß Flußschläuche unter der Einwirkung von Lorentzkräften durch den Supraleiter bewegt werden. Die Bewegung von Flußschläuchen ist mit dissipativen Prozessen verbunden, was sich als Widerstand im Supraleiter äußert. Im Falle des reinen Flux-creep handelt es sich um eine sogenannte thermisch aktivierte Flußbewegung, da hier die Pinningkräfte noch größer sind als die Lorentzkräfte, und Flußschläuche nur aufgrund von thermischen Schwankungserscheinungen von einem Pinningzentrum zu einem anderen in Richtung des Feldgradienten gelangen können. Der Flux-

flow ist dagegen dann erreicht, wenn bei Stromerhöhung schließlich die Lorentzkräfte die Pinningkräfte übersteigen und sich unter der Wirkung der Differenzkraft eine stationäre Bewegung des gesamten Flusses einstellt. Unter diesen Bedingungen ergibt sich ein konstanter differentieller Widerstand, der als Flux-flow-Widerstand bezeichnet wird. Untersuchungen an Typ III Supraleitern mit hohen Stromdichten, wie NbTi oder Nb₃Sn, haben jedoch gezeigt, daß hier nicht die Flux-flow-Bedingungen mit linearem Spannungsanstieg erreicht werden, sondern daß nur exponentielle Spannungsanstiege zu beobachten sind, die typisch für Flux-creep-Erscheinungen sind¹⁴⁾.

Nach den Modellvorstellungen von Anderson¹⁶⁾ und Kim⁷⁾ führen die Inhomogenitäten im Typ III Supraleiter zu einer räumlichen Variation der freien Energiedichte eines Flußschlauches. Im Zustand minimaler freier Energie sind die Flußschläuche an die Inhomogenitäten, den sogenannten Pinningzentren, gebunden. Die thermisch aktivierte Rate der Flußschlauch- bzw. Flußbündelbewegung zwischen den Pinningzentren wird durch den Exponentialausdruck

$$W = W_0 \exp(-(F_0 - jBq)/kT) \quad (2.11)$$

beschrieben. F_0 bedeutet darin die mittlere Bindungsenergie der Flußschläuche, und der Term jBq gibt an, um wieviel dieser Wert durch Lorentzkräfte bzw. Transportströme reduziert wird. Aufgrund von Induktionsvorgängen führt jede Flußänderung zu einem äquivalenten elektrischen Feld. Da die Flußänderung dem Exponentialausdruck in (2.11) proportional ist, wird unmittelbar klar, daß mit dem in Richtung des Feldgradienten erfolgenden Flux-creep ein elektrisches Feld der Form

$$E \propto e^{cj/kT} \quad (2.12)$$

verknüpft ist. Für die Berechnung von Stromdichteverteilungen in Multifilamentleitern wird im folgenden vom Auftreten des Flux-creep und dem damit verbundenen exponentiellen Spannungsanstieg Gebrauch gemacht.

3. Das "Zwei-Filament-Modell"

3.1 Die Stromaufteilung im "Zwei-Filament-Modelleiter"

Zur Berechnung der im allgemeinen komplizierten Stromdichteverteilungen in Multifilamentleitern wird ein einfaches Modell, das sogenannte "Zwei-Filament-Modell", entwickelt. Der Multifilamentleiter wird in einfacher Weise durch zwei Filamente angenähert, die über eine normalleitende Schicht galvanisch miteinander verbunden sind. Das Modell behandelt die Verhältnisse bei der stationären Stromaufteilung zwischen diesen Filamenten unter Berücksichtigung der einseitigen Stromeinspeisung.

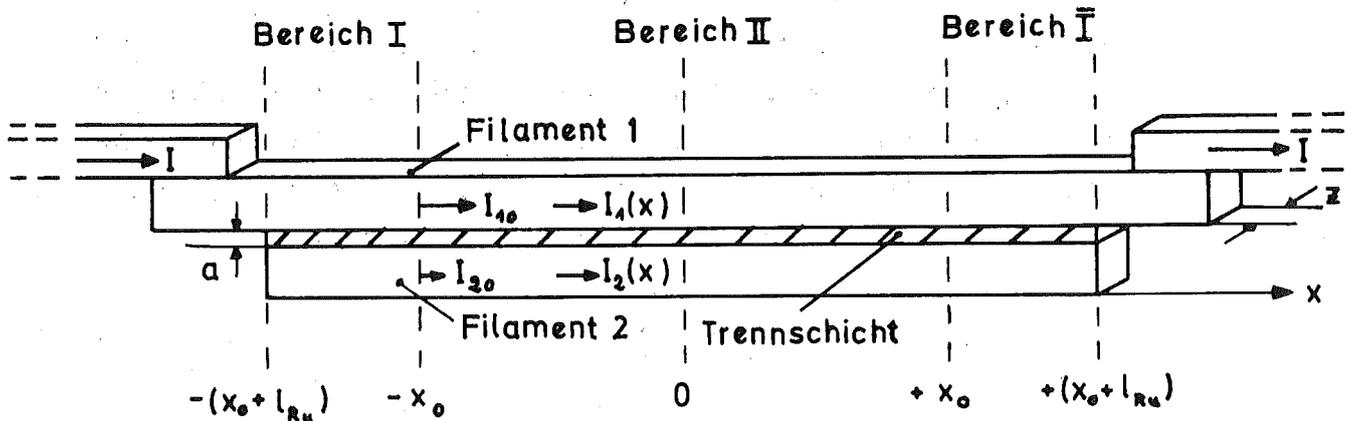


Abb. 4: Schematischer Aufbau der "Zwei-Filament-Modellanordnung"

Die Modellanordnung, die in Abb. 4 schematisch wiedergegeben ist, besteht aus zwei parallel verlaufenden Filamenten, die durch eine normalleitende Schicht der Dicke a getrennt sind. Nur ein Filament hat direkten Kontakt mit den Stromzuführungen. Da die Stromaufteilung zwischen den einzelnen Filamenten im Multifilamentleiter über die Matrix in einem Bereich abläuft, der sich über die Stromkontakte hinaus bis in die Hochfeldregion erstreckt, werden für diesen komplexen Vorgang idealisierte Randbedingungen eingeführt, um eine Berechnung der Stromverteilung im Modelleiter durchführen zu können. In Anlehnung an allgemein benutzte experimentelle Anordnungen, bei denen der Strom meist im niederen Magnetfeld paral-

lel zu den Feldlinien eingespeist wird und erst nach einem Übergangsbereich in den Hochfeldbereich eintritt, wird für diesen gesamten Stromeinspeisebereich (Bereich I bzw. \bar{I} in Abb. 4) die Annahme gemacht, daß hier die supraleitenden Filamente widerstandslos sind, d. h. eine sehr hohe Stromtragfähigkeit besitzen und somit die außen liegenden Filamente in der Lage sind, den gesamten Transportstrom zu übernehmen. (Die Annahme einer hohen Stromtragfähigkeit der Filamente im Bereich I bzw. \bar{I} basiert auf der Winkel- und Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte ($\vec{j}_c(\vec{B}), \vec{B}$)¹⁷⁾. Sie bedeutet keine Einschränkung, da im Prinzip das Verfahren auch dann anwendbar ist, wenn die gesamte Leiteranordnung gleich orientiert einem homogenen Magnetfeld ausgesetzt ist. Der Bereich I reduziert sich dann lediglich auf einen Teil der Kontaktlänge des Leiters mit der Stromzuführung.) Im Hochfeldbereich entwickeln dann die Filamente einen von der Stromdichte und vom Ort abhängigen Flux-creep-Widerstand, der im Bereich II in Abb. 4 zu finden ist. Durch die Widerstandsentwicklung im Bereich II wird der Strom überwiegend im widerstandslosen Bereich I veranlaßt, sich quer zur Stromrichtung über die Matrix in tiefer gelegene Filamente aufzuteilen. Im folgenden werden die Stromverteilungen unter den getroffenen Annahmen berechnet. Es wird der eindimensionale Fall betrachtet, für den alle abhängigen Variablen des Modelleiters wie Strom, Stromdichte und elektrisches Feld nur von der einen unabhängigen Variablen x abhängig sind. Die x -Koordinate verläuft parallel zu den Filamenten, der Nullpunkt wird in die Mitte des Modelleiters gelegt. Aus den Symmetriebedingungen folgt (siehe Abb. 4):

1. $I_1(-x_0) = I_1(+x_0) = I_{10}$
2. $I_1(0) = I_0$
3. $\frac{dI_1}{dx}(-x_0) = -\frac{dI_1}{dx}(+x_0) = -f_0$ (3.1)
4. $\frac{dI_1}{dx}(0) = 0$
5. $I_1(x) + I_2(x) = I$

An der Grenze zwischen den Bereichen I und II, $x = -x_0$, muß die Anschlußbedingung

$$\frac{dI_1}{dx}(-x_0)_{\text{Bereich I}} = \frac{dI_1}{dx}(-x_0)_{\text{Bereich II}} \quad (3.2)$$

erfüllt sein. Mit der Maxwell-Gleichung $\oint \text{Eds} = 0$, die für stationäre Ströme gilt, und dem Kirchhofschen Satz der Stromverzweigung $I = \sum_1^t I_n$ lassen sich für die Stromverteilungen in den Bereichen I und II folgende Beziehungen ableiten.

$$\text{Bereich I} \quad \frac{d^2 I_1(x)}{dx^2} = 0 \quad (3.3)$$

mit der Lösung im Bereich $-l_{\text{Ru}} - x_0 \leq x \leq -x_0$

$$I_1(x) = -\frac{I - I_{10}}{l_{\text{Ru}}} (x + x_0) + I_{10} \quad (3.4)$$

Bereich II Der longitudinale Widerstand der beiden Filamente wird hier durch die Flux-creep-Beziehung (2.12) beschrieben. Eine Stromaufteilung auf beide Filamente ergibt sich erst, wenn das Filament 1 an die Grenze seiner Stromtragfähigkeit kommt. In diesem Falle kann die Stromdichte in (2.12) durch den Transportstrom ausgedrückt werden. Für die stationäre Stromverteilung erhält man dann die Dgl.

$$A e^{bI_1(x)} - A e^{bI_2(x)} - \rho \frac{a}{z} \frac{d^2 I_1(x)}{dx^2} = 0 \quad (3.5)$$

mit der Lösung im Bereich $-x_0 \leq x \leq 0$

$$x + x_0 = (K e^{bI/2})^{-1/2} \frac{I_{10}}{I_1(x)} \int_{I_1(x)}^{I_{10}} (F)^{-1/2} dI_1(x) \quad (3.6)$$

$$\text{mit } K = \frac{4Az}{\rho ab} \quad F = (\cosh b(I_1(x) - \frac{I}{2}) - \cosh b(I_0 - \frac{I}{2}))$$

Zur Auswertung der Gleichung (3.6) benötigt man den Zusammenhang zwischen den Strömen I , I_{10} und I_0 , der sich über die Randbedingung $I_1(0) = I_0$ und der Anschlußbedingung (3.2) leicht herstellen läßt. Aus (3.6) und der Bedingung $I_1(0) = I_0$ folgt für die halbe Leiterlänge x_0 im Hochfeldbereich (Abb. 4)

$$x_0 = (K e^{bI/2})^{-1/2} \int_{I_0}^{I_{10}} (F)^{-1/2} dI_1(x) \quad (3.7)$$

Die Anschlußbedingung (3.2) liefert für den Strom I_0 in Filament 1 im Symmetriepunkt

$$I_0 = \frac{1}{b} \ln \left\{ \frac{D}{2} + \left(\frac{D^2}{4} - e^{bI} \right)^{1/2} \right\} \quad (3.8)$$

mit $D = e^{bI_{10}} + e^{b(I-I_{10})} - \frac{2}{KI_{Ru}} (I-I_{10})^2$

Mit den Beziehungen (3.7) und (3.8) läßt sich die als Parameter fest vorgegebene halbe Leiterlänge x_0 im Hochfeldbereich durch den Gesamtstrom I und den Strom I_{10} in Filament 1 an der Grenze zwischen den Bereichen I und II ausdrücken. Für jeden vorgegebenen Stromwert I_{10} erhält man dann daraus einen eindeutigen Wert für den Gesamtstrom I . Für jedes nun bekannte Wertetripel (I, I_{10}, I_0) ergibt sich schließlich aus (3.6) die longitudinale Stromverteilung $I_1(x)$ in Filament 1 und damit die gesamte Stromaufteilung im "Zwei-Filament-Modelleiter".

3.2 Ergebnis der Modellrechnung unter der Annahme eines elektrischen Maximalfeldes der Filamente

Als Meßgröße zur experimentellen Bestimmung der Stromaufteilung über die normaleitende Matrix auf die einzelnen Filamente bzw. Filamentkränze in einem Multifilamentleiter steht lediglich die stationäre Spannung über dem Gesamtleiter zur Verfügung. Für einen Vergleich mit der "Zwei-Filament-Modellrechnung" wird daher der Zusammenhang zwischen Transportstrom und stationärer Gesamtspannung für dieses Modell hergestellt. Die stromabhängige Gesamtspannung über dem Modelleiter berechnet sich nach Abb. 4 all-

gemein zu

$$U(I) = \int_{-x_0}^{+x_0} E_1(x, I) dx \quad (3.9)$$

Der elektrische Feldverlauf im direkt kontaktierten Filament 1 im Bereich II ergibt sich aus der Flux-creep-Beziehung (2.12) und der im vorangegangenen Abschnitt berechneten longitudinalen Stromverteilung $I_1(x, I)$. Daraus erhält man zusammen mit der Beziehung (3.9) die stationäre U-I-Charakteristik des Modelleleiters.

$$U(I) = \int_{-x_0}^{+x_0} A e^{bI_1(x, I)} dx \quad (3.10)$$

Die U-I-Charakteristik des Modelleleiters wird durch die Flux-creep Konstanten A und b, den spezifischen Widerstand ρ der normalleitenden Trennschicht, die Leiterlänge l_{Ru} im Bereich I bzw. \bar{I} , die Leiterlänge $2x_0$ im Bereich II sowie durch die geometrischen Parameter a und Z der normalleitenden Trennschicht beeinflusst. Es werden zunächst nur die Größen ρ , l_{Ru} und $2x_0$ variiert. Die Flux-creep Parameter A und b sind aus einer typischen Flux-creep-Charakteristik der untersuchten Leiter im Feld von 4 Tesla bestimmt worden, und die geometrischen Parameter a und z wurden so gewählt, daß die Modellrechnung den experimentellen Bedingungen genügt. Die Flux-creep-Charakteristik der beiden Filamente ergibt sich zu

$$E = 4,27 \cdot 10^{-22} \exp(0,7414 \cdot I).$$

Die mittlere Breite der normalleitenden Trennschicht beträgt $Z = 0,5$ mm, die Dicke $a = 10$ μ m.

Die Modellrechnung wird unter dem sehr wichtigen Gesichtspunkt durchgeführt, ob und wie sich die Stromverteilung auf die Stromtragfähigkeit des Modelleleiters auswirkt. Um sinnvolle Aussagen in dieser Richtung machen zu können, muß für das einzelne Filament im betreffenden äußeren Magnetfeld der Strom $I_{t.o.}$ bekannt sein, der den sprunghaftigen Übergang in die Normalleitung anzeigt. Im Abschnitt 2.5 war schon erwähnt worden, daß dieser sogenannte Take-off Strom, der natürlich eine Funktion des äußeren Magnet-

feldes ist, im allgemeinen von verschiedenen Bedingungen wie Matrixmaterial, Matrix/SL-Verhältnis, Kühlung usw. abhängig ist. Eine Reihe von experimentellen Ergebnissen zeigt jedoch, daß die Take-off Ströme der in der vorliegenden Arbeit betrachteten technischen Supraleitern mit kleinen Matrix/SL-Verhältnissen ($\alpha \leq 2$) durch das Erreichen eines elektrischen Maximalfeldes festgelegt sind, bevor die Oberflächenkühlleistung im Heliumbad ausgeschöpft ist^{13, 14, 18}). Aus den verschiedenen Meßdaten ergibt sich das elektrische Maximalfeld, das die Take-off Ströme der Filamente bestimmt, in 1. Näherung zu $2 \cdot 10^{-4}$ V/m. Für den Modelleiter bedeutet das, daß er seinen Take-off Strom erreicht, sobald im Filament 1 lokal das elektrische Maximalfeld von $2 \cdot 10^{-4}$ V/m überschritten wird. Unter dieser Randbedingung wird die Stromverteilung im Modelleiter berechnet.

In Abb. 5 sind zunächst die für verschiedene spezifische Widerstände ρ der normalleitenden Trennschicht berechneten stationären U-I Charakteristiken des Modelleiters dargestellt. Der Transportstrom ist auf den maximal möglichen Strom des Modelleiters, $I_{\max} = 2I_{t.o.}$, normiert. Die Leiterlänge im Bereich II wurde zu $2x_0 = 5$ m gewählt, die Länge im Bereich I bzw. \bar{I} beträgt $l_{Ru} = 20$ cm. Der Transportstrom wird zunächst nur vom direkt kontaktierten Filament übernommen, was sich in Abb. 5 daran zeigt, daß, sobald das Filament 1 an die Grenze seiner Stromtragfähigkeit kommt, die Spannung zunächst noch exponentiell mit dem Transportstrom ansteigt. Durch den hohen differentiellen Widerstandsanstieg wird das erste Filament, sobald der effektive Flux-creep Widerstand die Größenordnung des transversalen Trennschichtwiderstandes erreicht, für die weitere Stromaufnahme praktisch gesperrt, und der zusätzliche Strom wird im Bereich I, der jetzt als Bypass wirkt, über die normalleitende Trennschicht fast vollständig in das zweite Filament umgelenkt. In der gleichen Weise geht dieser Strom im Bereich \bar{I} wieder in das erste Filament über. Die Stromübernahme durch das zweite Filament wird durch die transversale Potentialdifferenz über den konstanten Beipßwiderständen in den Bereichen I und \bar{I} bewirkt, die im Gleichgewicht mit der longitudinalen Spannung über dem ersten Filament im Bereich II

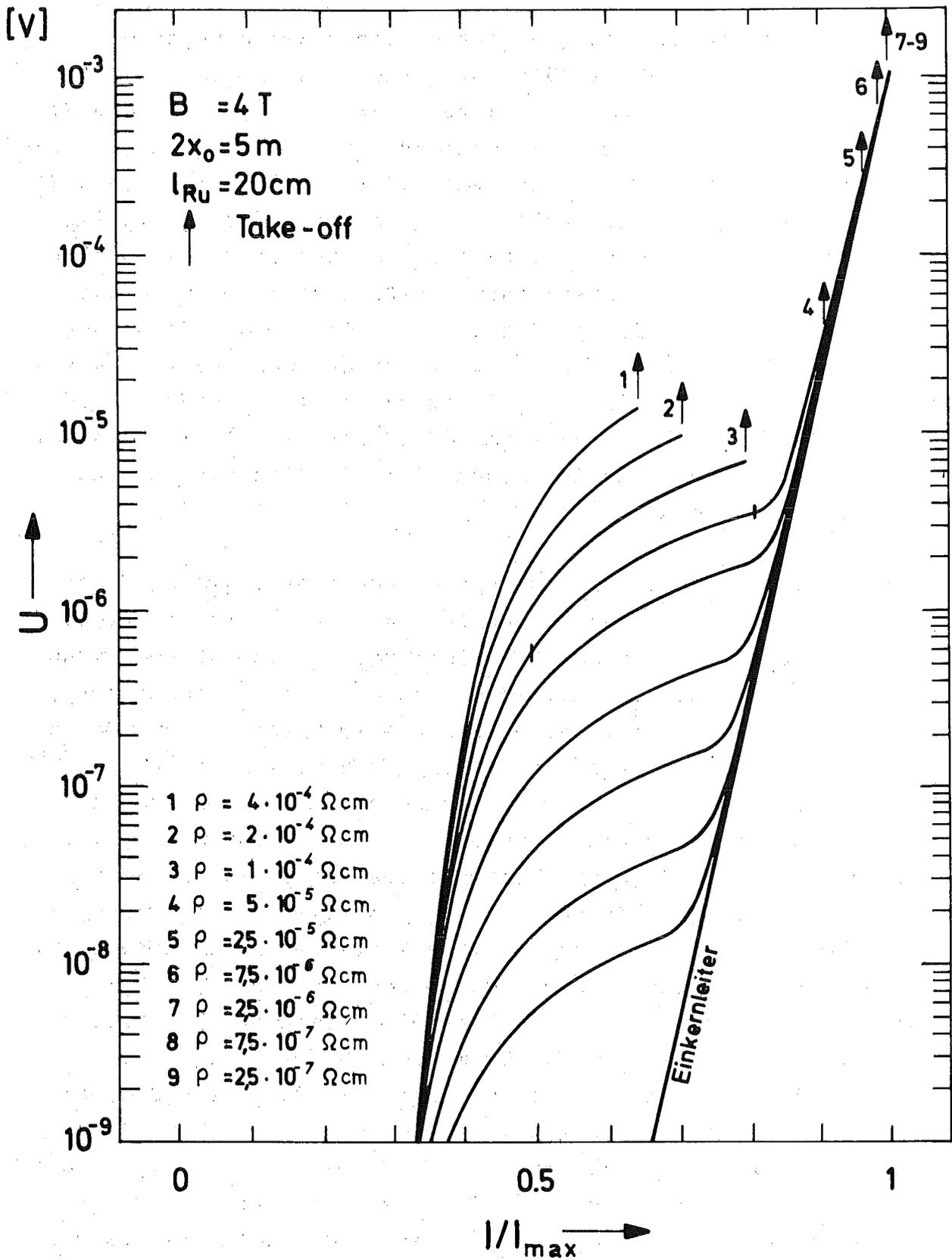


Abb. 5: Stationäre U-I Charakteristiken eines "Zwei-Filament-Modelleleiters" für verschiedene spezifische Widerstände ρ der normalleitenden Trennschicht.

stehen muß. In Abb. 5 zeigt sich das daran, daß die Spannung über dem Modelleiter jetzt nicht mehr exponentiell sondern linear mit dem zusätzlichen Transportstrom zunimmt und dem spezifischen Trennschichtwiderstand ρ proportional ist. (In Abb. 5 ist der lineare Teil der U-I Charakteristiken aufgrund der einfach-logarithmischen Darstellung nur schwer zu erkennen. Am Beispiel der Kurve 4 sind daher Anfang und Ende des linearen Bereiches durch senkrechte Striche markiert.) Mit zunehmendem ρ erfolgt der Übergang vom exponentiellen in den linearen Spannungsanstieg erst bei immer höheren Spannungen. Denn das erste Filament muß einen hohen Flux-creep Widerstand entwickeln, damit der Strom die hochresistive Barriere zum zweiten Filament überwinden kann. Sobald auch das zweite Filament an die Grenze seiner Stromtragfähigkeit kommt, der Flux-creep Widerstand also in beiden Filamenten schnell ansteigt, nimmt die Spannung über dem Modelleiter, gemäß Beziehung (2.12), wieder exponentiell mit dem Transportstrom zu. Für kleine ρ -Werte, die in der Größenordnung des spezifischen Widerstandes von Kupfer liegen ($\rho < 2,5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{cm}$), unterscheiden sich die U-I Charakteristiken des Modelleiters nicht von derjenigen eines identischen Einkernleiters (Modelleiter ohne Trennschicht). Der lineare Teil der U-I Charakteristik liegt hier in einem Spannungsbereich, der experimentell nicht mehr nachweisbar ist. D. h., daß man schon bei einem elektrischen Feld des ersten Filaments, das um Größenordnungen unter dem elektrischen Maximalfeld liegt, eine gleichmäßige Stromaufteilung zwischen beiden Filamenten erreicht, was dann zu einer exponentiell ansteigenden U-I Charakteristik mit maximalem Take-off Strom ($I_{\text{max}} = 2I_{\text{t.o.}}$) führt. Kommen die ρ -Werte dagegen in die Größenordnung des spezifischen Widerstandes von CuNi ($\rho \geq 5 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}$), so befindet sich der lineare Teil der U-I Charakteristiken im gut nachzuweisenden μV -Bereich. Der sich hieran anschließende exponentielle Teil der U-I Charakteristiken ist dann allerdings nur noch schwach oder überhaupt nicht mehr ausgeprägt, da der Take-off Strom im ersten Filament erreicht wird, während das zweite Filament nur teilweise mit Strom belastet ist. Sobald das erste Filament lokal das elektrische Maximalfeld von $2 \cdot 10^{-4} \text{V/m}$ und damit dort seinen Take-off Strom erreicht, wird der gesamte Modelleiter instabil und geht seinerseits sprunghaft in die Normalleitung über. Dieses Er-

gebnis zeigt, daß allein schon durch ein hochresistives Trennschichtmaterial wie CuNi die Stromaufteilung in einem Multifilamentleiter derart behindert sein kann, daß eine erhebliche Degradation des Take-off Stromes auftritt.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde die Leiterlänge l_{Ru} im Bereich I bzw. \bar{I} konstant gehalten. Wie die Variation dieses Parameters die Stromaufteilung beeinflusst, zeigen die U-I Charakteristiken in Abb. 6. Der Transportstrom ist wieder auf $I_{max} = 2I_{t.o.}$ normiert. Für den spezifischen Trennschichtwiderstand wurde der Wert von CuNi, $\rho = 5 \cdot 10^{-5} \Omega cm$, gewählt, die Leiterlänge im Bereich II beträgt nach wie vor $2x_0 = 5$ m. Der Anstieg des linearen Teils der U-I Charakteristiken ist der Leiterlänge l_{Ru} umgekehrt proportional. Das bestätigt die Annahme, wonach das zweite Filament zum größten Teil im Bereich I, über dessen transversalen Trennschichtwiderstand, mit Strom aufgefüllt wird. Denn mit abnehmendem l_{Ru} nimmt der transversale Trennschichtwiderstand im Bereich I zu, und es werden dadurch immer größere Spannungen notwendig, um Strom in das zweite Filament zu treiben. Das führt auch dazu, daß mit abnehmendem l_{Ru} der Übergang vom exponentiellen in den linearen Spannungsanstieg erst bei immer höheren Spannungen erfolgt. Zu kleine l_{Ru} -Werte ($l_{Ru} < 20$ cm) führen daher zu stark degradierten Take-off Strömen des Modelleiters. Mit $l_{Ru} = 2,5$ cm erreicht man z. B. nur noch 55 % von I_{max} . Durch den hohen spezifischen Widerstand des CuNi von $5 \cdot 10^{-5} \Omega cm$ muß das erste Filament mit seinem Flux-creep bis an die Grenze des elektrischen Maximalfeldes von $2 \cdot 10^{-4}$ V/m gehen, damit eine Stromaufteilung auf beide Filamente überhaupt möglich wird. Kleine Leiterlängen im Bereich I bzw. \bar{I} , die für Kupfer als Trennschichtmaterial noch optimale Stromaufteilungen gewährleisten, führen im Falle von CuNi zu vorzeitigen Normalübergängen im Modelleiter, die durch Erreichen des elektrischen Maximalfeldes im ersten Filament ausgelöst werden, bevor das zweite Filament merklich Strom übernehmen konnte. Bei Multifilamentleitern mit hochresistiver Matrix, wie z. B. CuNi, muß eine genügend große Leiterlänge im Stromeinspeisebereich gewährleistet sein, z. B. durch genügende Kontaktlänge, um eine mögliche Degradation des Take-off Stromes zu vermeiden.

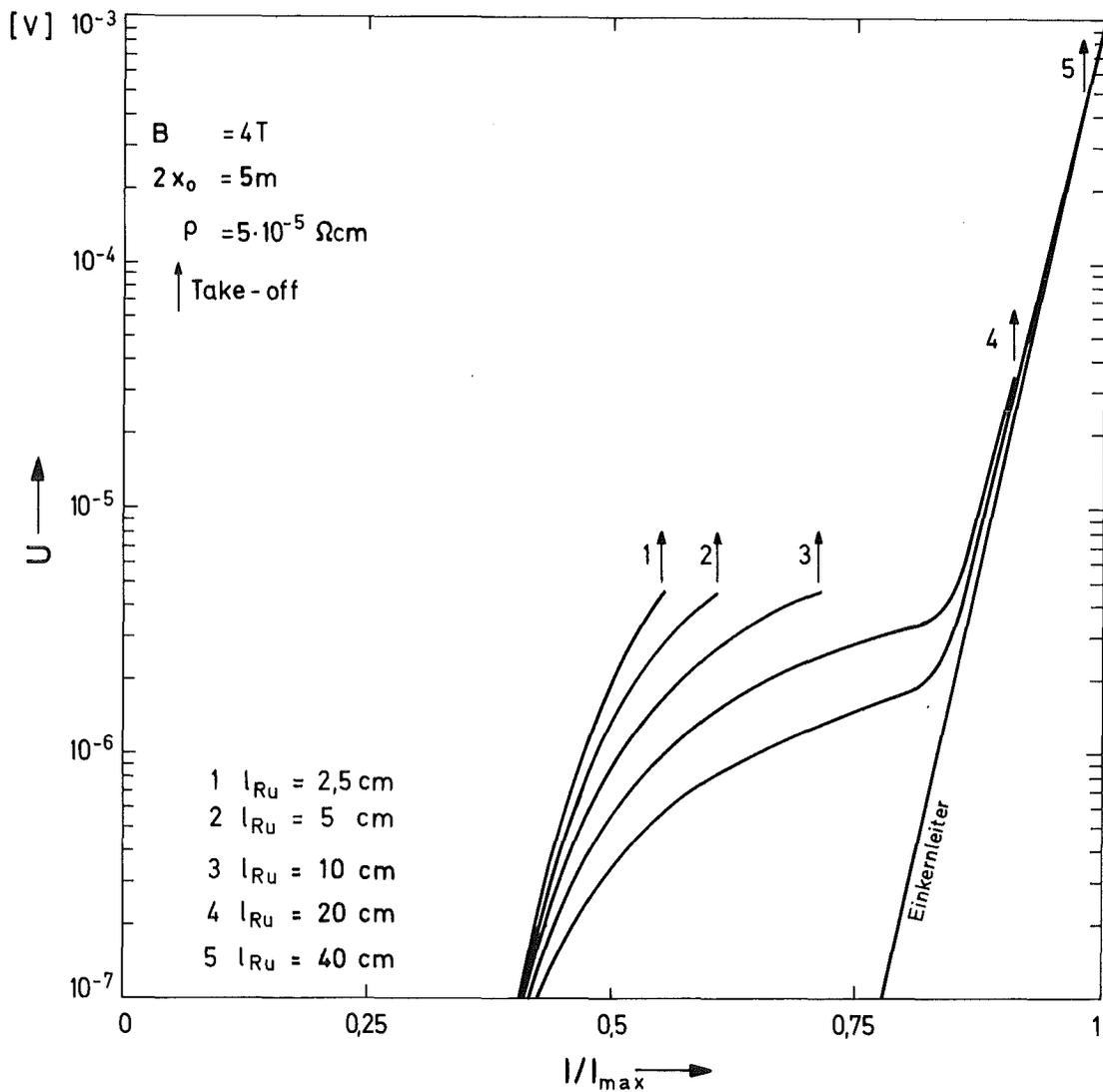


Abb. 6: Stationäre U-I Charakteristiken eines "Zwei-Filament-Modelleleiters" mit hochresistiver Trennschicht für verschiedene Leiterlängen l_{Ru} im Bereich I bzw. \bar{I} .

Eine Variation der Leiterlänge $2x_0$ im Bereich II beeinflusst dagegen den Vorgang der Stromaufteilung nur unwesentlich, wie die U-I Charakteristiken in Abb. 7 zeigen. Größere Leiterlängen bewirken lediglich, daß eine gleichmäßige Stromverteilung zwischen beiden Filamenten schon bei kleineren Transportströmen erreicht wird. Die Größe des Take-off Stromes wird dadurch kaum verändert.

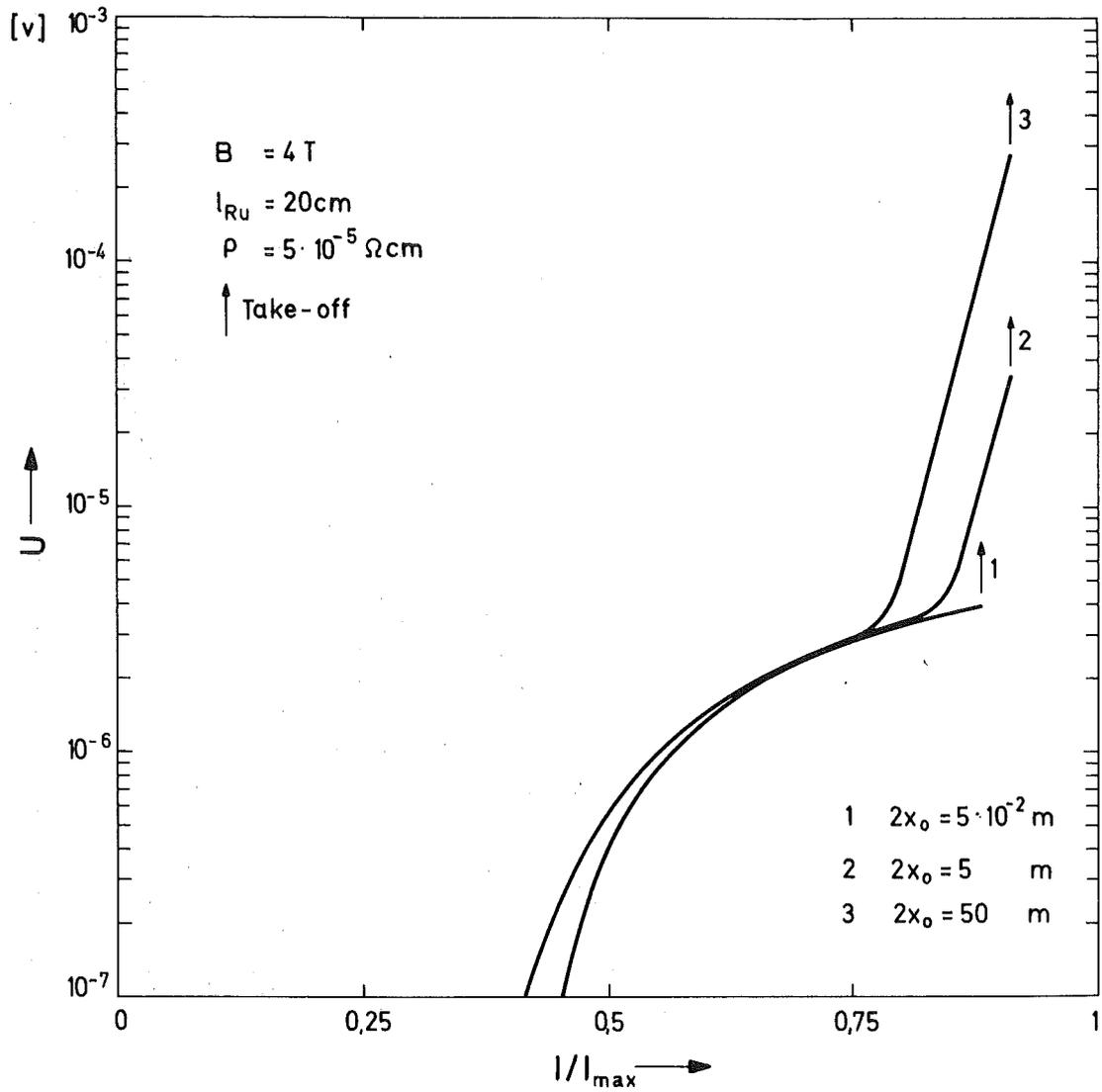


Abb. 7: Einfluß der Leiterlänge $2x_0$ im Bereich II auf die stationäre U-I Charakteristik.

Die Ergebnisse der "Zwei-Filament-Modellrechnung" zeigen, daß der Vorgang der Stromaufteilung über die normalleitende Matrix auf die einzelnen Filamente bzw. Filamentkränze im Multifilamentleiter nur im Falle einer hochresistiven Matrix wie CuNi experimentell nachweisbar ist, und daß solch eine Matrix zu einer erheblichen Degradation des Take-off Stromes dieser Leiter führen kann. Die Degradation kommt dadurch zustande, daß die äußeren Filamente ihren Take-off Strom erreichen, während die weiter innen liegenden Filamente nur teilweise mit Strom belastet sind. Durch große Stromeinspeiselängen, z. B. durch genügend Kontaktlängen im niederen Magnetfeld, kann der Degradation entgegengewirkt werden. Multifilamentleiter mit einer niederresistiven Cu-Matrix zeigen dagegen die gleiche Stromdichteverteilung wie ein Einkernleiter. Die Stromaufteilung wird hier durch die normalleitende Matrix nicht behindert.

4. Experimenteller Teil

4.1 Probenanordnung und Versuchsdurchführung

Die Annahmen und Randbedingungen der theoretischen Berechnungen zur Stromdichteverteilung in technischen Supraleitern wurden so gewählt, daß die Ergebnisse einer experimentellen Überprüfung leicht zugänglich waren. Die Versuchsanordnung dazu war wie folgt aufgebaut.

Die jeweiligen Supraleiter wurden zu einlagigen bifilaren Spulen gewickelt. Damit war zunächst der störende Einfluß der äußeren Induktivität so weit wie möglich unterdrückt. Um eine gegenseitige Beeinflussung der Stromverteilung benachbarter Leiter klein zu halten, wurde ein gewisser Abstand zwischen den Leitern eingehalten (10facher Leiterradius). Die eigentliche Meßlänge befand sich transversal im homogenen Magnetfeld, während die Stromkontakte und die Übergangslängen im Gradientenfeld in Richtung der Hauptkomponente des Feldes lagen. Damit war eine wichtige Annahme der "Zwei-Filament-Modellrechnung" erfüllt, wonach der Stromspeisebereich durch eine wesentlich höhere Stromtragfähigkeit ausgezeichnet ist (Winkel- und Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte).

Da die Supraleiter sehr empfindlich auf Leiterbewegungen reagieren, waren die Proben möglichst starr aufgebaut, so daß auftretende Lorentzkräfte nicht zu Bewegungen führten. Die Supraleiter wurden unter Zugspannung auf Spulenkörper aus glasfaserverstärkten Epoxydharzen gewickelt und mit Epoxydharz vergossen. Die Leiterenden waren im Gradientenfeld auf zwei Kupferschienen von je 100 mm Länge mit der Stromzuführung verlötet. Für Untersuchungen an sehr kleinen Leiterlängen (45 mm im homogenen Feld) wurden U-förmige Proben verwendet, die den gleichen experimentellen Bedingungen genügten.

Die stationären U-I Charakteristiken wurden mit den Potentialabgriffen 1 und $\bar{1}$ (siehe Abb. 8), die noch im Gradientenfeld befe-

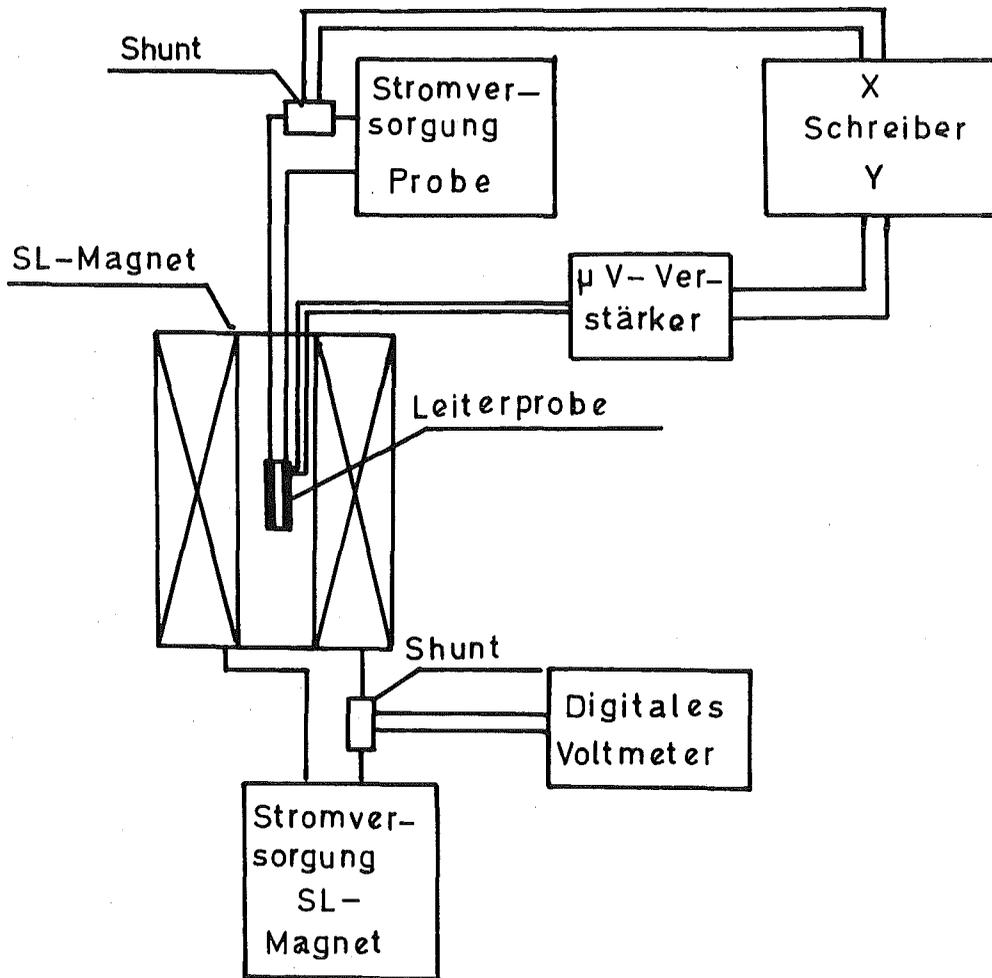


Abb. 9: Blockschaltbild der Versuchsanordnung

Tabelle 1 Auswahl untersuchter Proben

Nr.	Supraleiter	LeiterØ mm	Matrix/SL α	Zahl d. Filam.	Filam.Ø µm	Twist mm	2x ₀ m	
1	Vac S1	0,4	Cu 1,6/1	1	250	-	5	
2	Vac S1	0,1	Cu 1,6/1	1	62	-	1,44	
3	Vac F19	0,3	Cu 0,8/1	19	51,3	20	5	
4	Vac F60	0,3	Cu 1,4/1	60	25	20	5	
5	Vac F60	0,4	Cu 3 /1	60	25,8	20	5	
6	Vac F1150	0,4	Cu 1,9/1	1159	7	20	5	
7	Airco	1	Cu 3 /1	361	26,4	25	2,5	
8	Vac F61	0,4	CuNi 2/1	61	29,6	20	5	
9	Vac F61	identisch m.d.Leiter d. Probe 8						5
10	Vac F61	"	" "	" "	" "		4,5·10 ⁻²	
11	Vac F61	"	" "	" "	" "		4,5·10 ⁻²	

- 29 -

5. Meßergebnisse und Diskussion

5.1 Stromdichteverteilung im Einkernleiter

Die vorangegangenen theoretischen Betrachtungen haben gezeigt, daß die Stromdichteverteilung im Einkernleiter weitgehend verstanden ist, so daß Meßresultate am Einkernleiter als Vergleichsbasis für Messungen am Multifilamentleiter dienen können.

Abb. 10 zeigt die *Transportstromabhängigkeit* der auf die Länge normierten *inneren Induktionsspannung* der Cu-stabilisierten Einkernleiterprobe 1 ($\varnothing 0,4$ mm, $\alpha = 1,6$) im Außenfeld von 4 Tesla für den "jungfräulichen" 1. Stromanstieg (Kurve a) und den 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I_c \rightarrow 0$ (Kurve b). Der kritische Strom wurde bei einer stationären elektrischen Feldstärke von $2 \cdot 10^{-7}$ V/m festgelegt⁺). Die nach dem critical state Modell berechneten Kurven sind zum Vergleich gestrichelt eingetragen.

Der theoretisch abgeleitete funktionale Zusammenhang zwischen innerer Induktionsspannung und Transportstrom, der die Stromdichteverteilung im Einkernleiter widerspiegelt, wird durch das Experiment bestätigt. Die Absolutwerte weichen jedoch etwa um einen Faktor 1,7 voneinander ab. Der Grund für diese Abweichungen ist die vereinfachende Annahme, daß die Spannungen nur Funktionen der inneren Flußänderungen sind. Tatsächlich ist aber mit den Flußänderungen eine Verlustleistung verbunden, die zu zusätzlichen Spannungsanteilen führt und die den induktiven Spannungen hinzugerechnet werden müssen. Die Ursache der dynamischen Verlustleistung und damit der zusätzlichen Spannungsanteile ist letztlich die sehr hohe Leitfähigkeit des harten Supraleiters. Dadurch wird der Transportstrom schon bei relativ kleinen Stromänderungsgeschwindigkeiten, die im Sekundenbereich liegen, gegenüber stationären Bedingungen

⁺) In Anlehnung an allgemein übliche Definitionen wird der kritische Strom durch Erreichen eines bestimmten elektrischen Feldes festgelegt. Dieses willkürliche Niveau ist nicht mit dem elektrischen Maximalfeld einer Probe zu verwechseln, welches mit dem Take-off Strom verknüpft ist und den sprunghaften Übergang in die Normalleitung anzeigt.

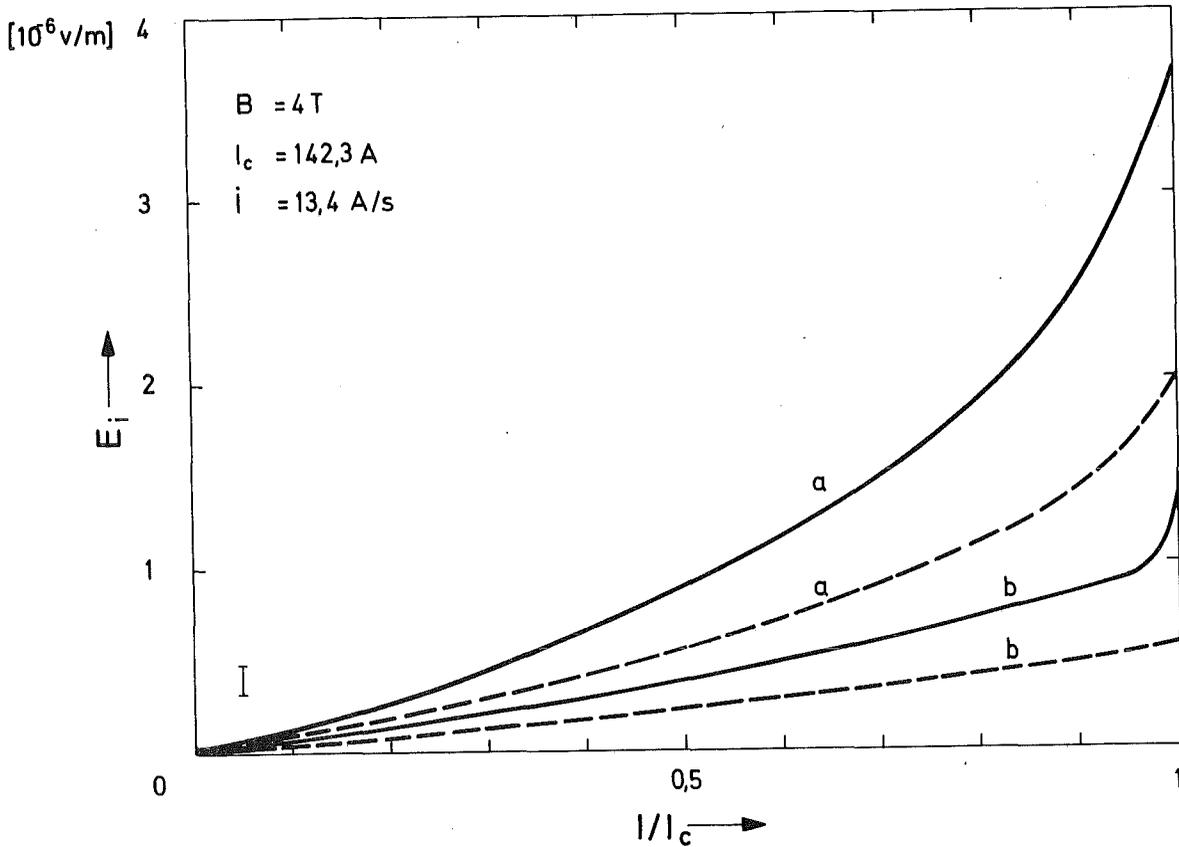


Abb. 10: Transportstromabhängigkeit der auf die Länge normierten inneren Induktionsspannung von Probe 1 im Außenfeld von 4 Tesla. (a) "jungfräulicher" 1. Stromanstieg, (b) 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I_c \rightarrow 0$. (---) Theorie, (—) Experiment.

etwas mehr nach außen verdrängt, wodurch sich, abhängig von der Stromänderungsgeschwindigkeit, eine mehr oder weniger große lokale Stromdichteüberhöhung ergibt (Ähnliche Vorgänge treten im Normalleiter bei sehr hohen Frequenzen auf. Sie sind dort unter der Bezeichnung Skin-Effekt geläufig¹⁹⁾). Nach den Betrachtungen im Abschnitt 2.5 zum resistiven Verhalten des harten Supraleiters ist mit einer Zunahme der Stromdichte auch eine Zunahme der Resistivität des Supraleiters verbunden, was unmittelbar das Auftreten einer dynamischen Verlustleistung erklärt. Wird der Transportstrom konstant gehalten, so klingt die Stromdichteüberhöhung mit einer Zeitkonstanten, die in der Größenordnung der Stromanstiegszeit liegt, ab, und es stellt sich eine quasistationäre Stromdichte ein, für welche keine Verlustleistung nachweisbar ist. Quasistationär deshalb, da der weitere Abklingprozeß mit einer solch hohen Zeitkonstanten vor sich geht, daß die Stromdichte

praktisch erhalten bleibt.

Gestützt wird diese Interpretation durch die experimentellen Ergebnisse in Abb. 11. Sie zeigt mehrere dynamische E_{\perp} - I -Charakteristiken der Einkernleiterprobe 1 im Außenfeld von 4 Tesla. Parameter ist die magnetische Vorgeschichte der Probe.

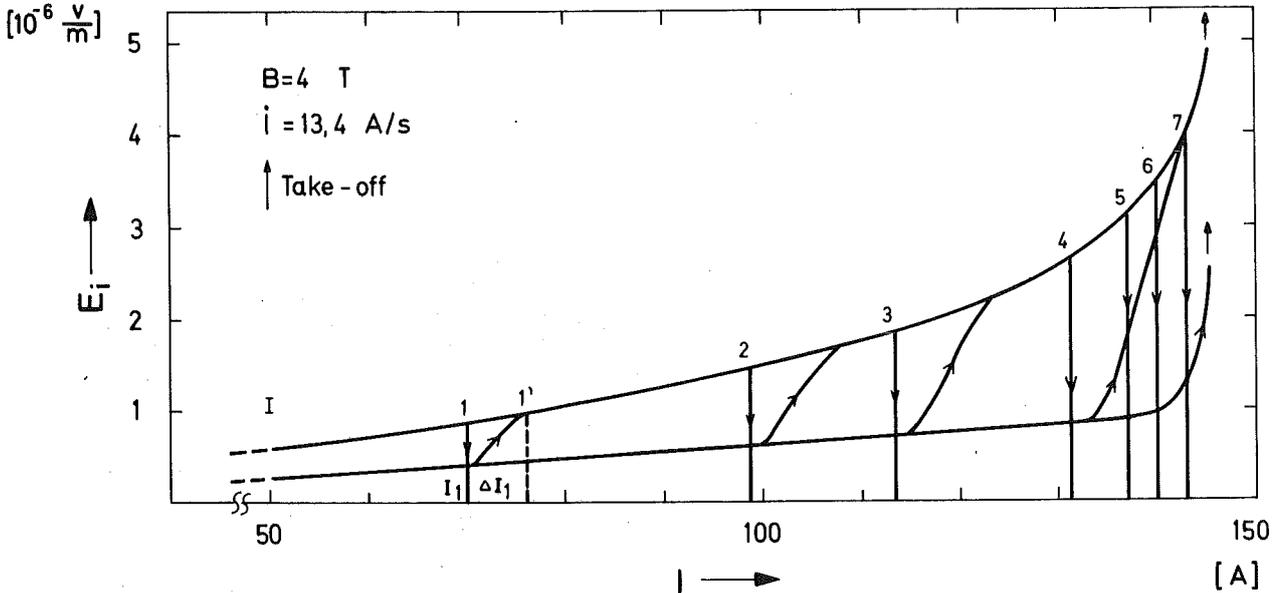


Abb. 11: Auf die Länge normierte innere Induktionsspannung der Probe 1 im Außenfeld von 4 Tesla in Abhängigkeit vom Transportstrom und der magnetischen Vorgeschichte der Probe.

Durch die magnetische Vorgeschichte bleiben Wirbelströme im Leiter eingefroren, die in einer zylindrischen Schicht fließen, deren Dicke vom Stromhub abhängig ist, während das Leiterinnere stromfrei bleibt. Dadurch steigt die innere Induktionsspannung während der 2. Stromerhöhung zunächst viel schwächer an. Sobald jedoch der Transportstrom in den wirbelstromfreien Bereich des Leiters eindringt, nimmt die Flußänderung wieder stark zu, und die innere Induktionsspannung geht in die Kurve für die 1. Stromerhöhung über. Würde der Transportstrom unter dynamischen wie stationären Bedingungen immer mit der gleichen quasistationären Stromdichte j_q in den Einkernleiter eindringen, so müßte die innere Induktionsspannung für die 2. Stromerhöhung, nach einem 1. Stromzyklus $0 \rightarrow I_1 \rightarrow 0$, genau beim Stromwert I_1 (1 in Abb. 11) mit einem Sprung in die Kurve für die 1. Stromerhöhung übergehen, da dann exakt ab hier das Leiterinnere wirbelstromfrei ist. Aus dem Übergangsbereich

der Breite ΔI_1 folgt aber, daß der Strom I_1 unter stationären Bedingungen in einem relativ schnellen Diffusionsprozeß, der wie die Stromanstiegszeit im Sekundenbereich liegt, etwas weiter in das Leiterinnere eindringt. Es stellt sich also gegenüber der dynamischen Stromdichte j_d eine etwas kleinere quasistationäre Stromdichte j_q ein, die auch für das eingefrorene Wirbelstromsystem gilt, was zu dem beobachteten Übergangsbereich führt. Zwischen dynamischer und quasistationärer Stromdichte läßt sich die einfache Beziehung

$$j_d(I, \dot{I}) = j_q \cdot \left(1 + \frac{\Delta I(I, \dot{I})}{I}\right) \quad (5.1)$$

ableiten. Nach Abb. 11 nimmt $\Delta I/I$ mit wachsendem Transportstrom zu, was im Einklang mit den monoton steigenden dynamischen Zusatzspannungen in Abb. 10 steht. Für eine quantitative Abschätzung der dynamischen Zusatzspannungen aus den Ergebnissen in Abb. 11 muß sowohl die quasistationäre Stromdichte j_q als auch der Zusammenhang zwischen stationärer Probenspannung und Stromdichte, die Flux-creep Charakteristik der Einkernleiterprobe 1 im Außenfeld von 4 Tesla, bekannt sein. Mit j_q lassen sich aus der Beziehung (4.1) die dynamischen Stromdichten j_d ermitteln, für welche man dann lediglich die entsprechenden Spannungen bzw. elektrischen Feldstärken aus der Flux-creep Charakteristik ablesen muß. Die quasistationäre Stromdichte j_q bestimmt man z. B. aus dem Strom I_q . I_q ist gerade der Strom, der die gesamte Querschnittsfläche des Leiters, die im allgemeinen als bekannt vorausgesetzt werden darf, mit quasistationärer Stromdichte j_q ausgefüllt. I_q ist dadurch ausgezeichnet, daß sich für alle Ströme $I \geq I_q$ nach der Reduktion auf Null das gleiche eingefrorene Wirbelstromsystem im Leiter ergibt, was für die 2. Stromerhöhung immer zur selben Transportstromabhängigkeit der inneren Induktionsspannung führt. Man muß in Abb. 11 also genau den Strom suchen, ab welchem die 2. Stromerhöhungen immer zur selben Transportstromabhängigkeit der inneren Induktionsspannung führen. Der Strom an der Stelle 5, $I_5 = I_q = 136$ A, erfüllt diese Bedingung. Daraus ergibt sich die quasistationäre Stromdichte der Einkernleiterprobe 1 im Außenfeld von 4 Tesla zu

$$j_q(4T) = 2,77 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2 \quad (5.2)$$

Mit den Beziehungen (5.1) und (5.2) lassen sich jetzt aus Abb. 11 die während der 1. Stromerhöhung zu den Strömen I_1 bis I_5 gehörenden dynamischen Stromdichten berechnen. Aus der in Abb. 12 dargestellten stationären E-j Charakteristik der Probe 1 im Außenfeld von 4 Tesla können nun die entsprechenden dynamischen Zusatzspannungen bzw. zusätzlichen elektrischen Feldstärken abgelesen werden.

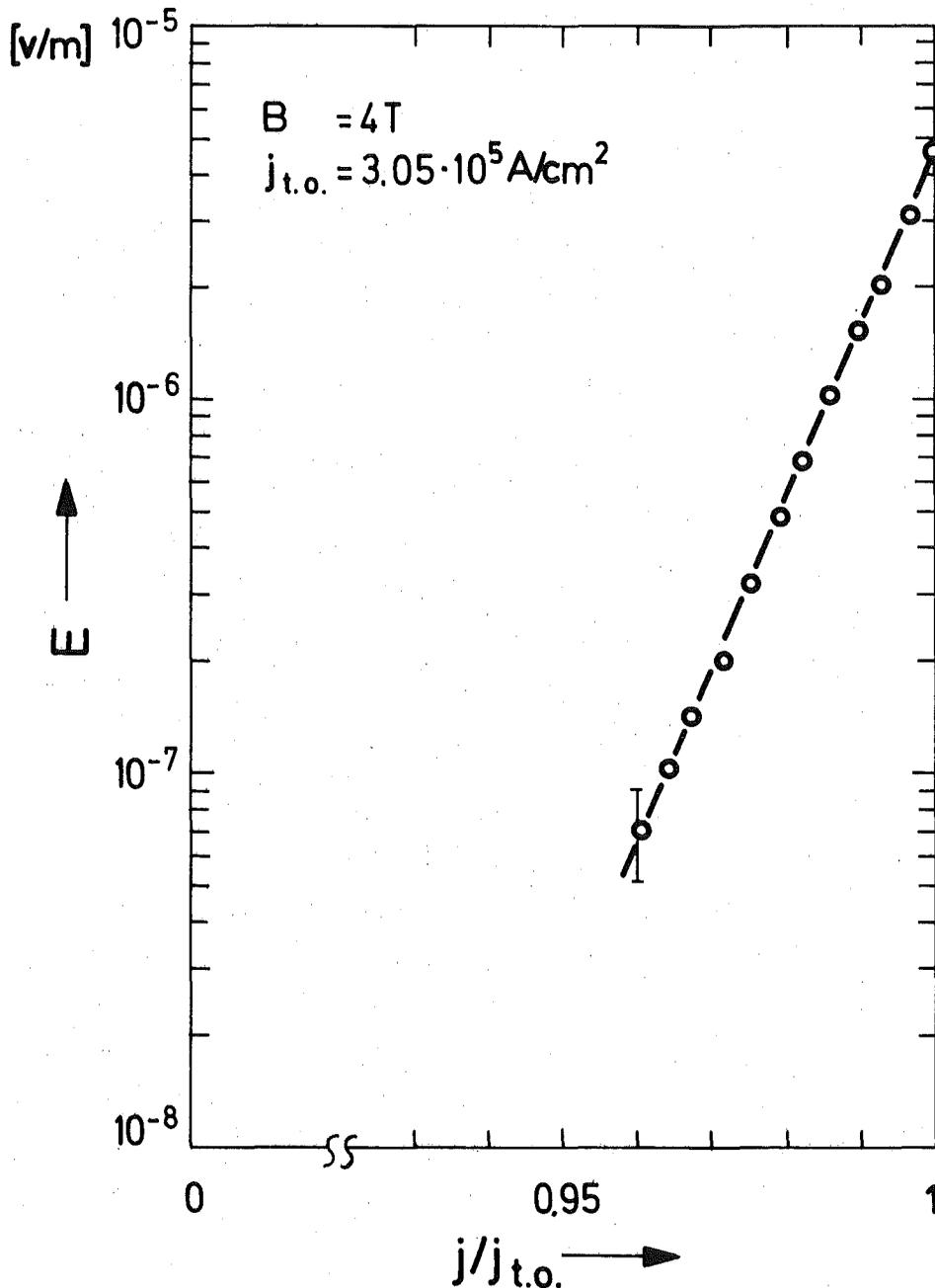


Abb. 12: Stationäre E-j Charakteristik der Probe 1 im Außenfeld von 4 Tesla.

Am Beispiel von $I_1 = 70$ A, mit $j_d = 3,01 \cdot 10^5$ A/cm² läßt sich die auf die Länge normierte dynamische Zusatzspannung zu

$$E_{iv} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ V/m} \quad (5.3)$$

abschätzen, ein Wert, der die gemessene Größenordnung in Abb. 10 bestätigt.

Die in Abb. 12 exponentiell mit der Stromdichte ansteigende stationäre elektrische Feldstärke bestätigt gleichzeitig den von verschiedenen Ref. gefundenen resistiven Flux-creep Zustand von Typ III Supraleitern im Übergangsbereich zur Normalleitung. Die nachweisbare Flux-creep Spannung erstreckt sich über ein kleines Stromdichteintervall, das von der Take-off Stromdichte des Einkernleiters begrenzt wird. Messungen mit verschiedenen Potentialabgriffen zeigen, daß die Flux-creep Spannung vom makroskopischen Standpunkt aus homogen über die Probe verteilt ist.

Die Untersuchungen an der stromverteilungsabhängigen inneren Induktivität bestätigen die auf dem critical state Modell basierende Modellvorstellung, wonach in einem zylindrischen Einkernleiter der Transportstrom in einer zylindrischen Schicht mit der Stromdichte j_c fließt, die erst beim kritischen Strom zum Vollzylinder wird und den ganzen Leiterquerschnitt ausfüllt. Nach Stromzyklen bleiben Wirbelströme im Leiter eingefroren, deren Größe vom Stromhub abhängig ist und die während erneuter Stromerhöhungen zu reduzierten inneren Induktionsspannungen führen, solange sich die Stromänderung auf den wirbelstromerfüllten Bereich des Leiters erstreckt. Quantitative Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretischen inneren Induktionsspannungen sind auf zusätzliche dynamische Verlustleistungen zurückzuführen, die theoretisch nicht berücksichtigt wurden und durch nachweisbare lokale Stromdichteerhöhungen, die von der Stromänderungsgeschwindigkeit und vom Transportstrom selbst abhängig sind, erklärt werden können. Die über der Probe 1 exponentiell mit der Stromdichte ansteigende stationäre elektrische Feldstärke bestätigt den von verschiedenen Ref. gefundenen resistiven Flux-creep Widerstand von Typ III Supraleitern im Übergangsbereich zur Normalleitung.

5.2 Innere Induktivität und Stromdichteverteilung im Multifilamentleiter

Die dynamischen Untersuchungen am Multifilamentleiter wurden in der gleichen Weise durchgeführt wie am Einkernleiter. Man erwartet, daß im ungestörten Bereich des Leiters, d. h. in ausreichender Entfernung vom Stromeinspeisebereich, sich praktisch die gleiche transportstromabhängige Stromdichteverteilung wie im Einkernleiter einstellt, unabhängig vom Matrixmaterial. Da im Multifilamentleiter die Aufteilung des Stromes über die normalleitende Matrix auf die einzelnen Filamente im Bereich der Stromeinspeisestellen vor sich geht, waren die Potentialabgriffe so angebracht, daß nur der ungestörte Bereich des Leiters erfaßt wurde.

Abb. 13 zeigt die *Transportstromabhängigkeit* der auf die Länge normierten *inneren Induktionsspannung* der Cu-stabilisierten Multifila-

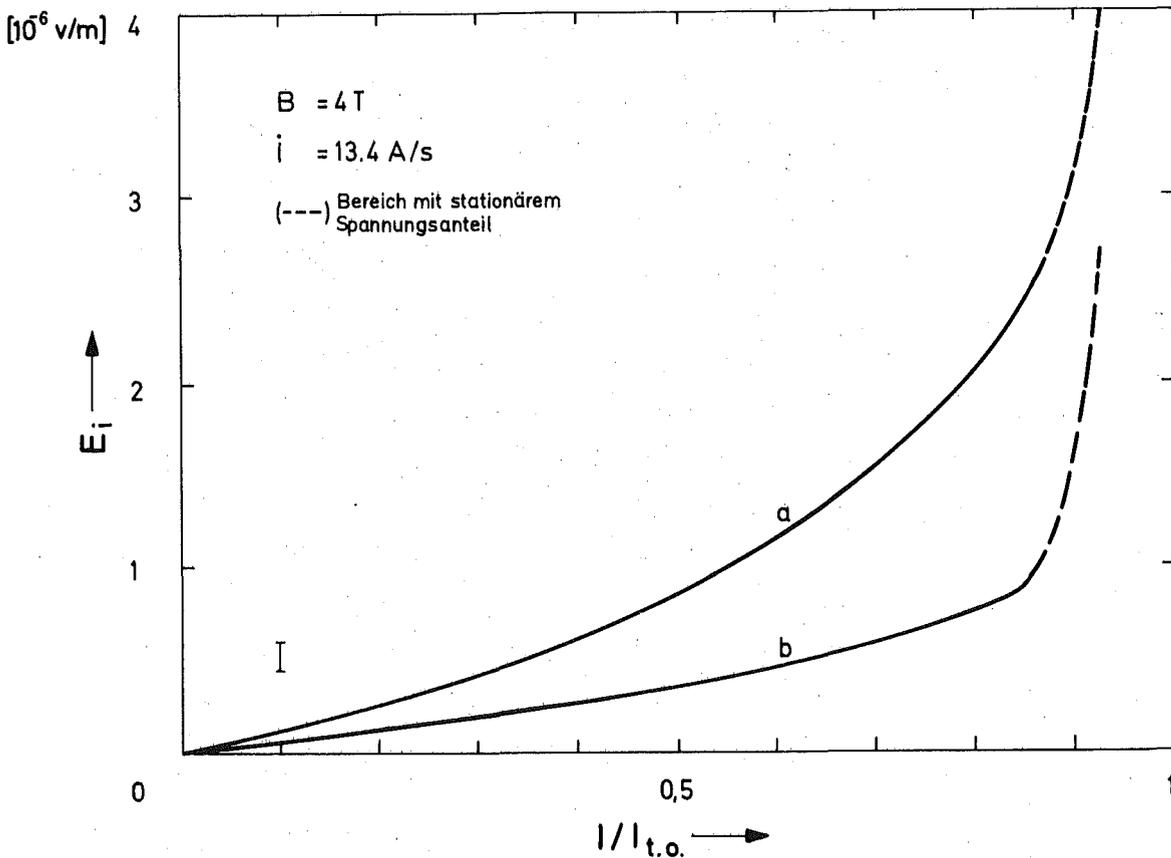


Abb. 13: Dynamische E_1 - I Charakteristik der Probe 4 im Außenfeld von 4 Tesla. (a) "jungfräulicher" 1. Stromanstieg, (b) 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I_{t.o.} \rightarrow 0$. ($I_{t.o.} = 104,2$ A)

mentleiterprobe 4 (\varnothing 0,3 mm, $\alpha = 1,4$) im Außenfeld von 4 Tesla für den "jungfräulichen" 1. Stromanstieg (Kurve a) und den 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I \approx I_{t.o.} \rightarrow 0$ (Kurve b). In Abb. 14 ist der gleiche Zusammenhang für die CuNi-stabilisierte Multifilamentleiterprobe 8 (\varnothing 0,4 mm, $\alpha = 2$) dargestellt. Im Gegensatz zum Einkernleiter, bei dem die Normierung auf den kritischen Strom I_c bezogen wurde, wurde bei den Multifilamentleitern als Normierungsgröße der stationäre Take-off Strom benutzt, da im Falle des CuNi-Matrixleiters der Take-off Strom leichter zu erfassen ist.

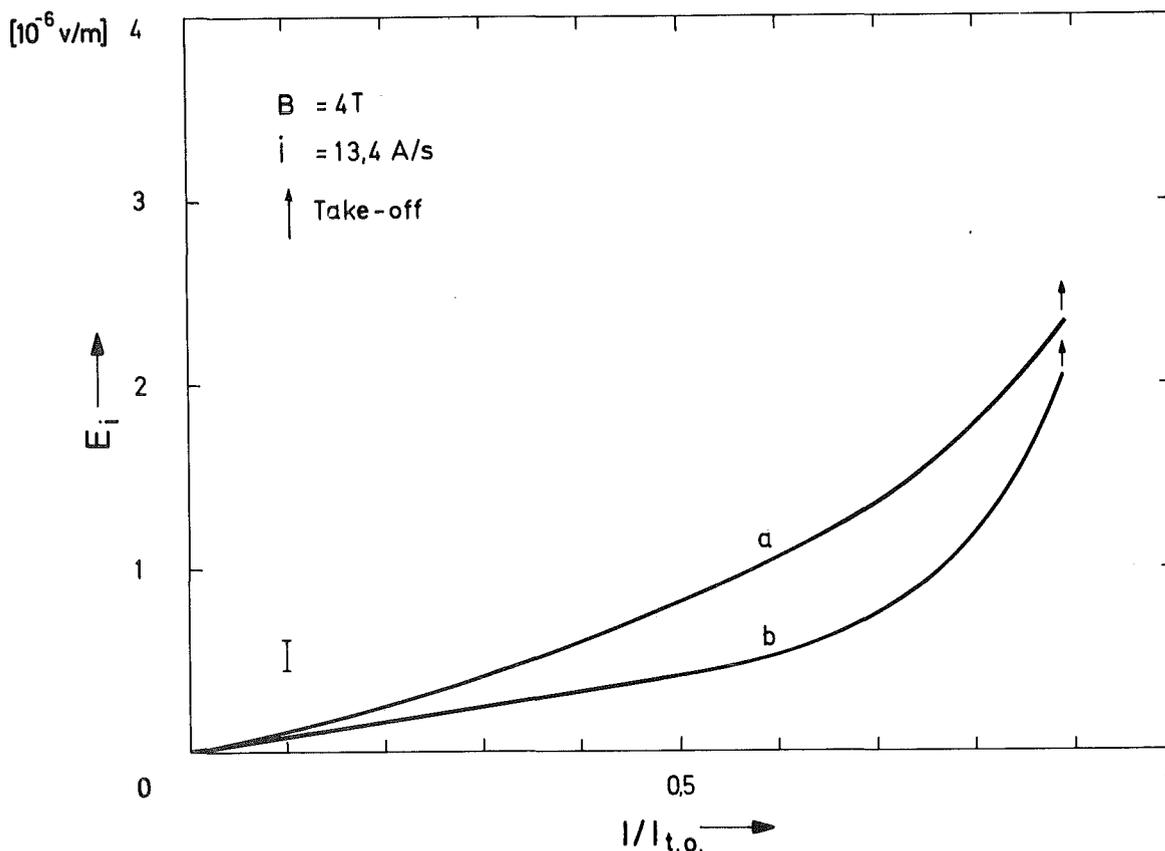


Abb. 14: Dynamische E_i -I Charakteristik der Probe 8 im Außenfeld von 4 Tesla. (a) "jungfräulicher" 1. Stromanstieg, (b) 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow I_{t.o.} \rightarrow 0$. ($I_{t.o.} = 119,5 \text{ A}$)

Die dynamische E_i -I Charakteristik in Abb. 13 (Kurve a) zeigt, daß zwischen dem "jungfräulichen" Eindringen des Transportstromes in einen Cu-stabilisierten Multifilamentleiter oder in einen Einkern-

leiter praktisch kein Unterschied besteht. Man beobachtet daher neben den rein induktiven Spannungen auch genau die gleichen dynamischen Zusatzspannungen wie schon zuvor am Einkernleiter. Aus dem Verlauf der Kurve b folgt, daß nach einem Zyklus $0 \rightarrow \approx I_{t.o.} \rightarrow 0$ hier das gleiche Wirbelstromsystem wie im Einkernleiter eingefroren ist. Das Wirbelstromsystem kommt dadurch zustande, daß während der Reduktion eines angelegten Transportstromes in der äußeren Schicht des Leiters ein entgegengerichteter Strom induziert wird (vergl. Abb. 1). Ist der Nettostrom Null, so sind die beiden entgegengerichteten Ströme dem Betrage nach gleich groß. Die Ströme schließen sich an den Leiterenden, unmittelbar nach den Kontaktstellen. Im Falle des Einkernleiters ist dieser Kurzschluß supraleitend, d. h. die induzierten Wirbelströme bleiben eingefroren (der geringfügige Flux-creep Widerstand kann für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden). Anders dagegen der Multifilamentleiter. Hier müssen sich die Wirbelströme an den Leiterenden über die normalleitende Matrix schließen, wodurch sie mit der Zeitkonstanten

$$\tau_a \propto \mu_0 x_0^2 / \rho \quad (5.4)$$

abklingen²⁰⁾. Durch den geringen spezifischen Widerstand des Cu bei 4,2 K ($\rho \approx 2 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$) und die große Leiterlänge von $2x_0 = 5 \text{ m}$ läßt sich die Zeitkonstante der Probe 4 zu einigen Stunden abschätzen. D. h. die Wirbelströme unterscheiden sich innerhalb der Meßzeit von einigen 10 Sekunden nicht von denjenigen eines Einkernleiters.

Abweichungen von diesen Ergebnissen sind dagegen an der CuNi-stabilisierten Probe 8 zu finden. Während das "jungfräuliche" Eindringen des Transportstromes genauso wie beim Einkernleiter oder beim Cu-stabilisierten Multifilamentleiter vor sich geht, folgt aus dem wesentlich geringeren Unterschied zwischen den inneren Induktionsspannungen der 1. und 2. Stromerhöhung, daß hier ein sehr viel kleineres Wirbelstromsystem angeregt ist, bzw. daß die Wirbelströme schon während der Meßzeit deutlich abklingen. Der Grund ist allein der hohe spezifische Widerstand der CuNi-Matrix von $\rho \approx 5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$,

da die Leiterlänge nach wie vor $2x_0 = 5$ m beträgt. Dadurch liegt die Zeitkonstante der Probe 8 jetzt wie die Stromanstiegszeit im Sekundenbereich, was das teilweise Abklingen der Wirbelströme schon vor und noch während der 2. Stromerhöhung erklärt.

Gegenüber den bisherigen, mit dem *critical state* Modell in Einklang stehende Ergebnissen zeigt die Abb. 15.1 am Beispiel der Probe 7 eine typische, an einigen Cu-stabilisierten Multifilamentleitern gemessene Abweichung der dynamischen E_i -I Charakteristik. Die E_i -I Charakteristik des 1. und 2. Stromanstieges sind kaum noch zu unterscheiden. Ab etwa 25 % des Take-off Stromes ist ein schnell zunehmender Spannungsanteil zu beobachten, der stationär erhalten bleibt. Die Transportstromabhängigkeit dieses stationären Spannungsanteils ist in Abb. 15.2 dargestellt. Untersuchungen mit verschiedenen Potentialabgriffen zeigen, daß die stationäre Spannung vom makroskopischen Standpunkt aus nahezu homogen längs der Probe verteilt ist.

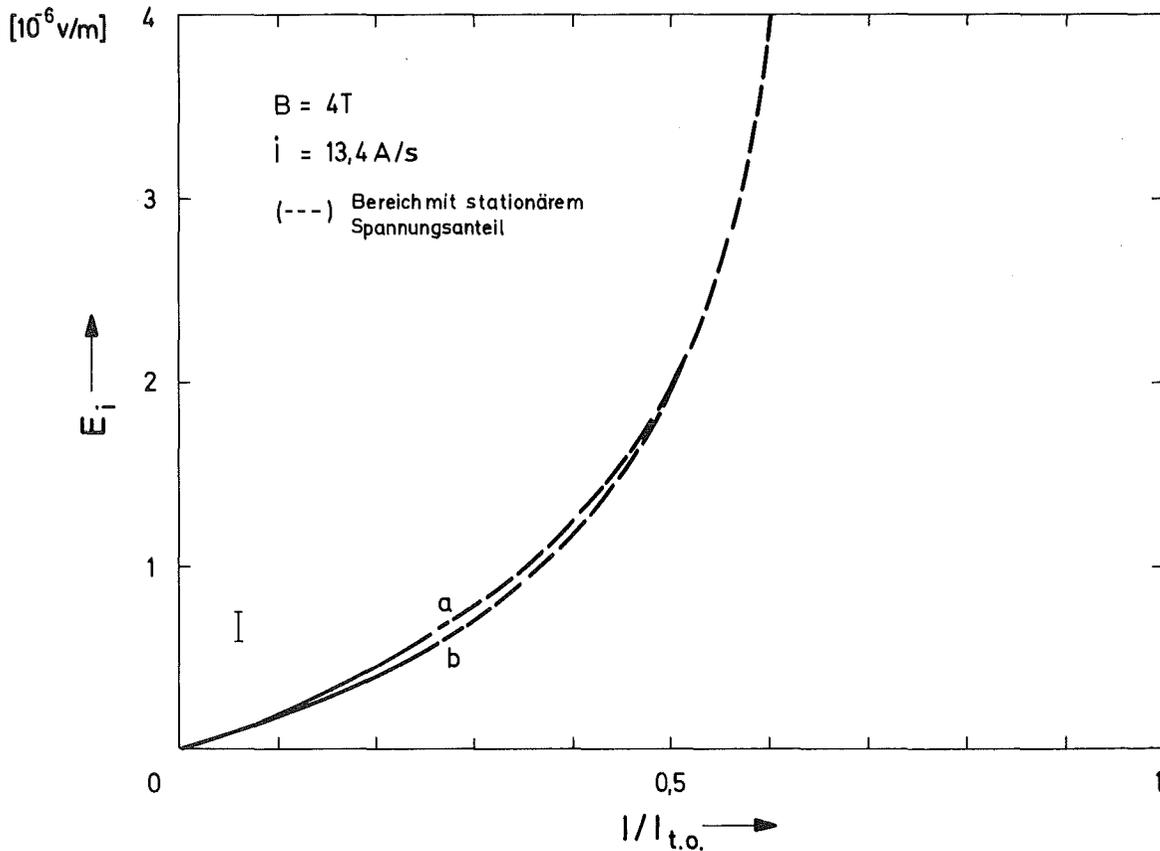


Abb. 15.1: Anormale dynamische E_i -I Charakteristik einer Cu-stabilisierten Multifilamentleiterprobe im Außenfeld von 4 Tesla. (a) "jungfräulicher" 1. Stromanstieg, (b) 2. Stromanstieg nach einem Zyklus $0 \rightarrow \approx I_{t.o.} \rightarrow 0$. (Probe 7, $I_{t.o.} = 236$ A).

Aufgrund der gut leitenden Cu-Matrix der Probe 7 und der Leiterlänge von $2x_0 = 2,5$ m erwartet man nach der Beziehung (5.4), daß die Wirbelströme nach einem 1. Zyklus $0 \rightarrow \approx I_{t.o.} \rightarrow 0$ etwa mit der Zeitkonstanten von einer Stunde abklingen. Selbst mit der pessimistischen Annahme eines mittleren spezifischen Transversalwiderstandes der Cu-Matrix von $\rho \approx 2 \cdot 10^{-9} \Omega m^{21}$ (bedingt durch hochresistive Barrieren zwischen Cu und NbTi), sollte die Zeitkonstante noch rund 10 Minuten betragen. Das Ergebnis in Abb. 15.1 zeigt jedoch, daß die Meßzeit von einigen 10 Sekunden eine obere Grenze für die Zeitkonstante der Wirbelströme darstellt. Diese kleine Zeitkonstante kann so erklärt werden, daß die effektive Länge, nach der sich die Wirbelströme über die normalleitende Matrix schließen, klein ist und nur wenige Zentimeter beträgt. Die Wirbelströme, die sich normalerweise an den Leiterenden schließen, zerfallen in eine

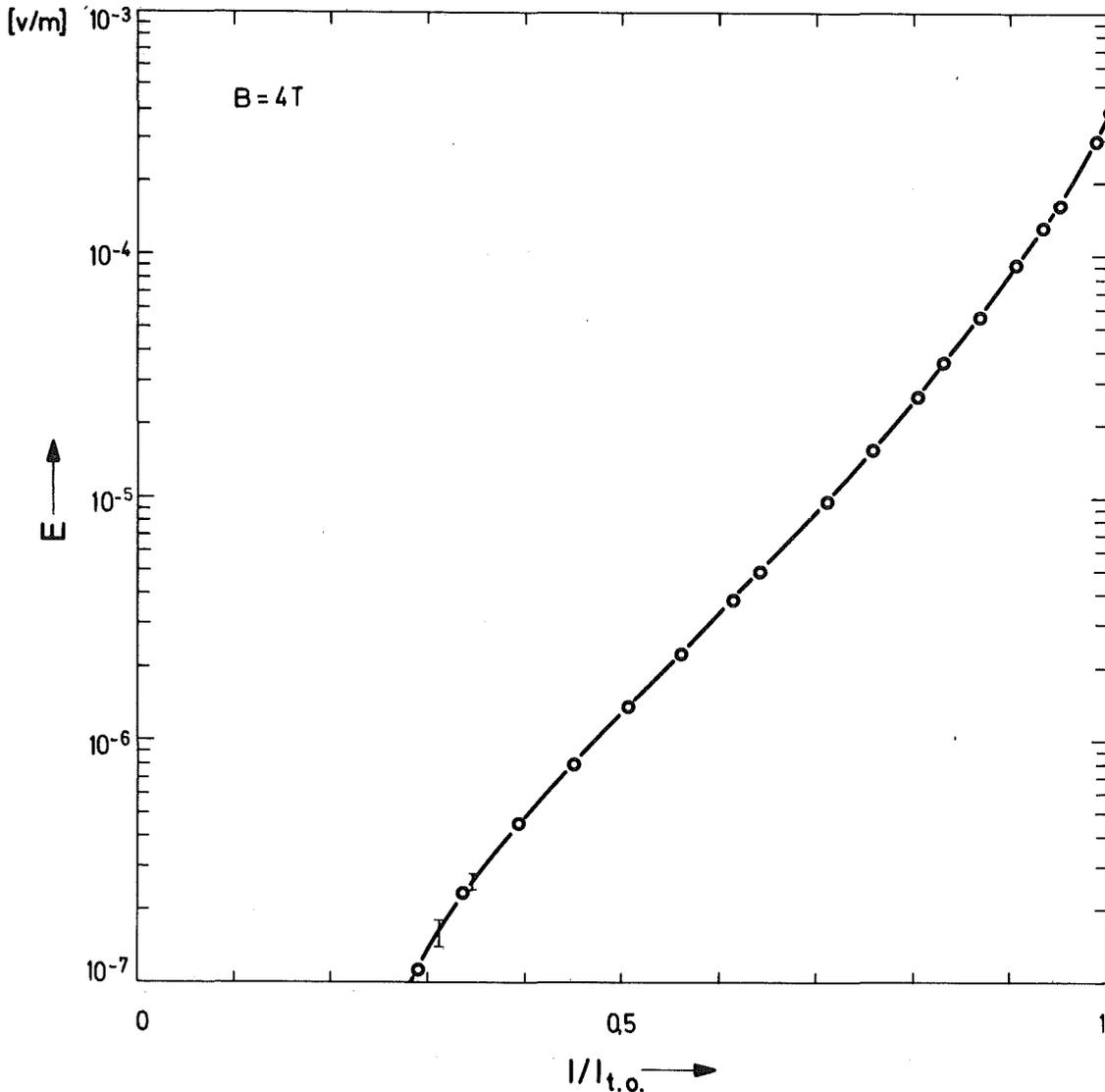


Abb. 15.2: Stationäre E-I Charakteristik der Probe 7 im Außenfeld von 4 Tesla.

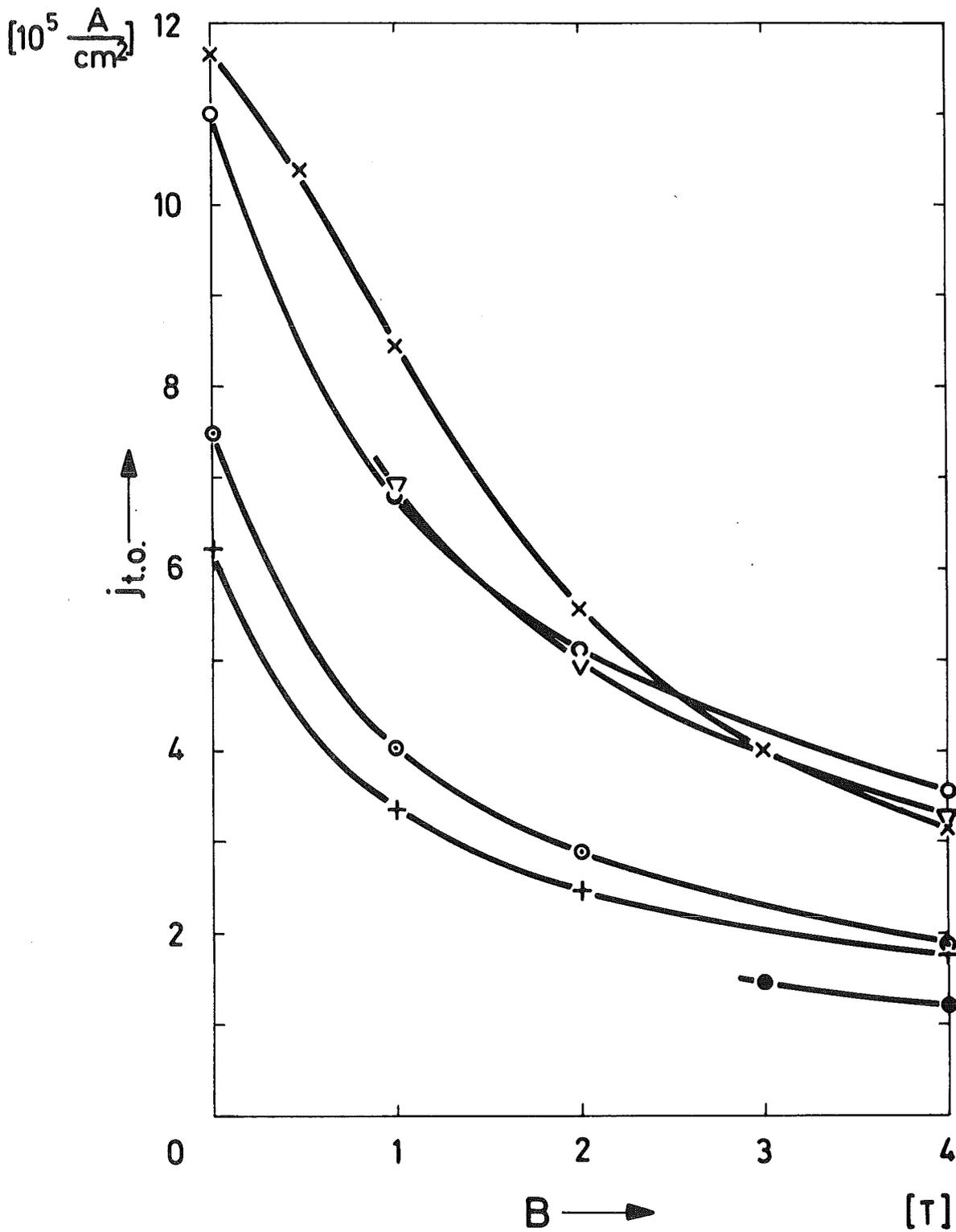


Abb. 16: Auf die NbTi-Flächen bezogenen Take-off Stromdichten der Multifilamentleiterproben 3 (∇), 4 (o), 5 (\odot), 6 (+) und 7 (\ominus) sowie der Einkernleiterprobe 1 (x) in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld.

Vielzahl kleiner Wirbel. Das könnte bedeuten, daß der Leiter der Probe 7 eine hohe Anzahl von Defekten pro Längeneinheit (z. B. eine große Zahl von Filamentbrüchen) hat. Diese Interpretation wird durch die homogen längs der Probe verteilte stationäre Spannung, die nahezu im gesamten Strombereich auftritt, noch erhärtet.

Die Untersuchungen ergaben weiter, daß Multifilamentleiter mit einer anormalen dynamischen E_1 -I Charakteristik wie in Abb. 15.1 nur sehr kleine Take-off Stromdichten erreichen (vergl. Abb. 16, Proben 5, 6 und 7). Die Werte dieser Proben liegen etwa um 50 % unter den sonst üblichen Take-off Stromdichten des NbTi.

Durch Messung des Spannungsabfalles an der stromverteilungsabhängigen inneren Induktivität von Multifilamentleitern ergeben sich charakteristische Unterschiede bezüglich der Stromdichteverteilung in diesen Leitern. Während sich in einem Teil der Multifilamentleiter, unabhängig vom Matrixmaterial, die gleiche zu erwartende Stromdichteverteilung wie im Einkernleiter einstellt, gibt es auch eine Reihe von Multifilamentleitern, die durch eine mehr oder weniger homogene Stromdichteverteilung über nahezu dem gesamten Strombereich gekennzeichnet sind. Dieses von den Modellvorstellungen stark abweichende Verhalten wurde bisher nur an einigen Cu-stabilisierten Multifilamentleitern gefunden. Offenbar gibt es in diesen Leitern Störungen im Filamentsystem, die den Transportstrom veranlassen, die Filamente auch im homogenen Feldbereich zu verlassen und in tiefer liegende Filamente einzudringen. Dafür kommen z. B. Filamentbrüche oder auch inhomogene Eigenschaften längs der Filamente in Betracht. Hier ergäbe sich ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen, die insbesondere im Hinblick auf den Herstellungsprozeß von Interesse sein könnten. Im folgenden werden diese Leiter jedoch nicht weiter berücksichtigt, da die Stromdichteverteilung in erster Linie durch unerwünschte Nebeneffekte geprägt ist.

5.3 Aufteilung des Transportstromes auf die Filamente im Multifilamentleiter am Beispiel von Cu- und CuNi-Matrixleitern

Die Ergebnisse in den beiden vorherigen Abschnitten haben gezeigt, daß in ausreichender Entfernung vom Stromeinspeisebereich der Transportstrom, solange keine Defekte im Supraleiter vorliegen, in einer zylindrischen Schicht fließt, deren Dicke durch den Strom selbst und die kritische Stromdichte j_c gegeben ist und daß das Matrixmaterial diese Stromdichteverteilung nicht beeinflusst. Damit wird die zur Beschreibung der Stromaufteilung auf die einzelnen Filamente im Multifilamentleiter entwickelte Modellvorstellung, wonach der Transportstrom unter den gegebenen Stromeinspeisebedingungen zusammen mit dem inneren Aufbau des Leiters zunächst nur von den äußeren Filamenten übernommen wird und erst dann in weiter innen liegende Filamente eindringt, wenn die äußeren Filamente resistiv werden, experimentell untermauert. Die folgenden Untersuchungen geben Aufschluß darüber, wie sich der Strom im Bereich der Stromeinspeisestellen auf die einzelnen Filamente im Multifilamentleiter verteilt und inwieweit die experimentellen Ergebnisse durch die "Zwei-Filament-Modellrechnung" vorausgesagt werden können.

Cu-Matrixleiter

Abb. 17 zeigt zunächst die stationären E-I Charakteristiken der Cu-stabilisierten Multifilamentleiterproben 3 und 4 im Außenfeld von 4 Tesla. Zwischen elektrischer Feldstärke und Transportstrom ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang, wie schon zuvor für den Einkernleiter. Die E-I Charakteristiken der beiden Multifilamentleiter sind nicht von derjenigen eines Einkernleiters zu unterscheiden.

Die Ergebnisse in Abb. 17 bestätigen die Aussagen der "Zwei-Filament-Modellrechnung". Durch den kleinen spezifischen Widerstand der Cu-Matrix ist der Vorgang der Stromaufteilung über die normalleitende Matrix auf die einzelnen Filamente bzw. Filamentkränze hier experimentell nicht nachweisbar. Man erreicht daher schon bei einem elektrischen Feld der äußeren Filamente, das um Größenordnungen unter dem elektrischen Maximalfeld liegt, eine gleichmäßige

Stromaufteilung zwischen allen Filamenten. Dies führt, wie im Falle des Einkernleiters, zu einer exponentiell ansteigenden Flux-creep Charakteristik, die von einem Take-off Strom begrenzt wird, der durch die Summe der Take-off Ströme der einzelnen Filamente gegeben ist. In Cu-stabilisierten Multifilamentleitern wird die Aufteilung des Transportstromes auf die einzelnen Filamente durch die niederresistive Cu-Matrix nicht behindert.

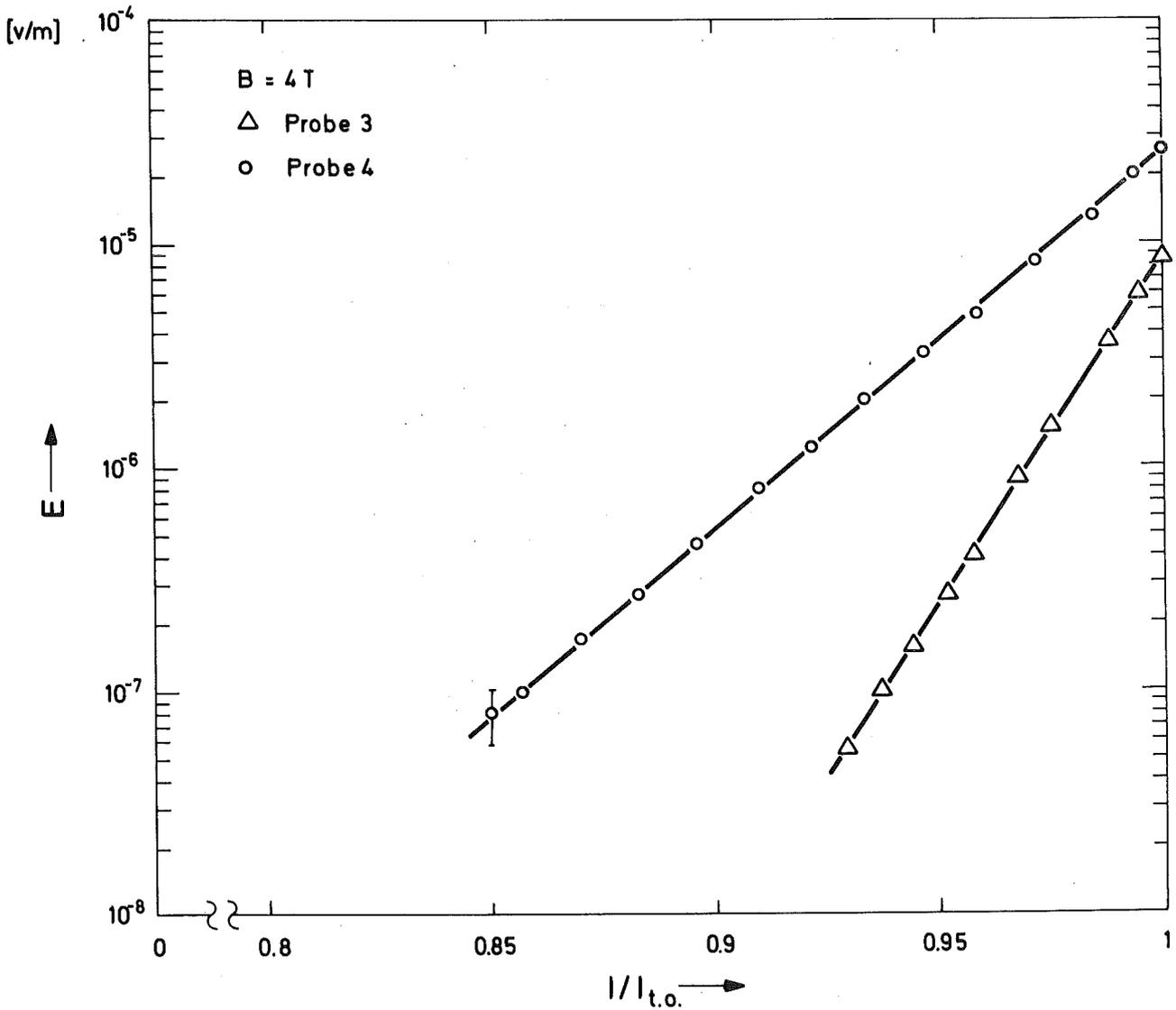


Abb. 17: Stationäre E-I Charakteristiken zweier Cu-stabilisierter Multifilamentleiter im Außenfeld von 4 Tesla. (△) Probe 3 ($I_{t.o.} = 127$ A), (○) Probe 4 ($I_{t.o.} = 104,2$ A), $l_{Ru} = 20$ cm.

CuNi-Matrixleiter

Abb. 18 gibt die stationäre U-I Charakteristik der CuNi-stabilisierten Multifilamentleiterprobe 8 im Außenfeld von 4 Tesla wieder. Die Leiterlänge im homogenen transversalen Magnetfeld beträgt $2x_0 = 5$ m, die Länge im Stromeinspeisebereich $l_{Ru} = 20$ cm. Bis zu ungefähr 35 % des Take-off Stromes liegen die Spannungen unterhalb des ersten hier nachweisbaren Wertes von $2 \cdot 10^{-7}$ Volt. Danach nimmt die Spannung etwa quadratisch mit dem zusätzlichen Transportstrom zu. Die Zunahme beschränkt sich in diesem Bereich auf wenige μ Volt (Messungen mit verschiedenen Potentialabgriffen zeigen, daß diese Spannungen praktisch nur längs den jeweils ersten 10 cm des Leiters im homogenen Transversalfeld abfallen). Ab etwa 90 % des Take-off Stromes wächst die Spannung dann sehr viel stärker mit dem weiteren Transportstrom an und verteilt sich dabei mehr und mehr homogen über die Probe.

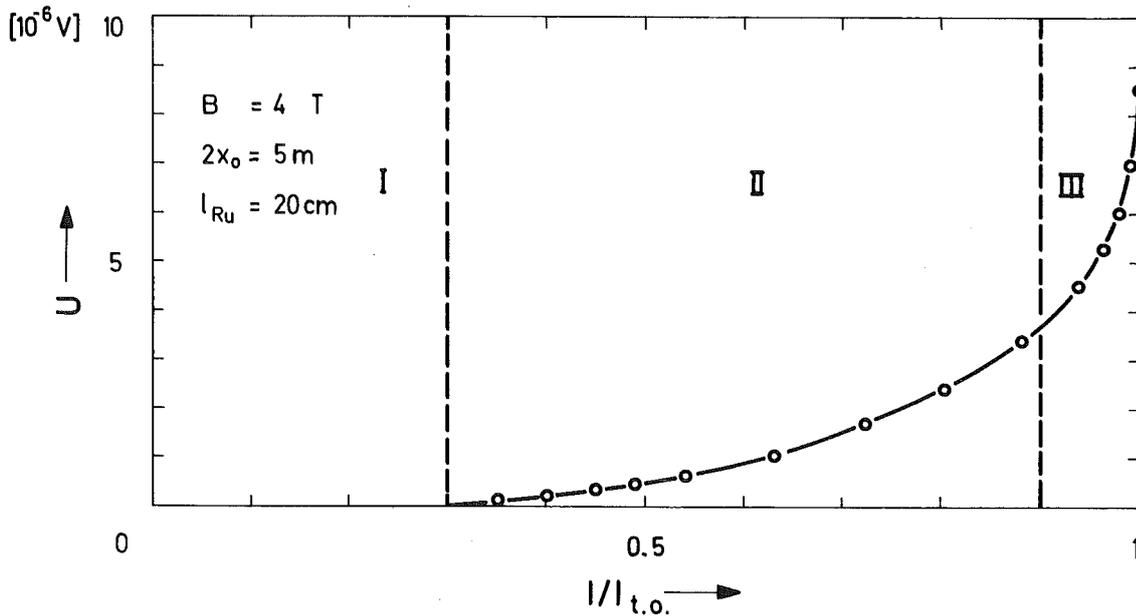


Abb. 18.: Stationäre U-I Charakteristik eines CuNi-stabilisierten Multifilamentleiters (Probe 8) im Außenfeld von 4 Tesla.

In Übereinstimmung mit der "Zwei-Filament-Modellrechnung" entwickeln die äußeren Filamente des CuNi-stabilisierten Multifilamentleiters der Probe 8 einen hohen Flux-creep Widerstand, damit der Strom die hochresistiven Barrieren zu den weiter innen liegenden

Filamenten überwinden kann. Die Stromübernahme durch die inneren Filamente setzt ab etwa 35 % des Take-off Stromes der Probe ein. Dieser Wert deckt sich ungefähr mit der Stromtragfähigkeit des äußeren Filamentkranzes, die sich aus dem Verhältnis zwischen den NbTi-Querschnittsflächen des äußeren Filamentkranzes und des Gesamtleiters zu 40 % abschätzen läßt. Während der Stromauffüllung der inneren Filamente nimmt die Probenspannung quadratisch und nicht, wie nach der "Zwei-Filament-Modellrechnung" zu erwarten, linear mit dem zusätzlichen Transportstrom zu. Diese Abweichung ist darauf zurückzuführen, daß der Transportstrom mehrere Übergangswiderstände, die nach innen hin auch noch größer werden²²⁾, überwinden muß, um schließlich das innerste Filament zu erreichen. Der plötzliche hohe Spannungszuwachs ab etwa 90 % des Take-off Stromes zeigt, daß jetzt alle Filamente am Stromtransport beteiligt sind und nach und nach in den gleichen Flux-creep Zustand übergehen.

Wie die Variation der Leiterlänge l_{Ru} im Stromeinspeisebereich die Stromaufteilung beeinflusst, zeigen die in Abb. 19 einfach-logarithmisch dargestellten stationären U-I Charakteristiken der Probe 8

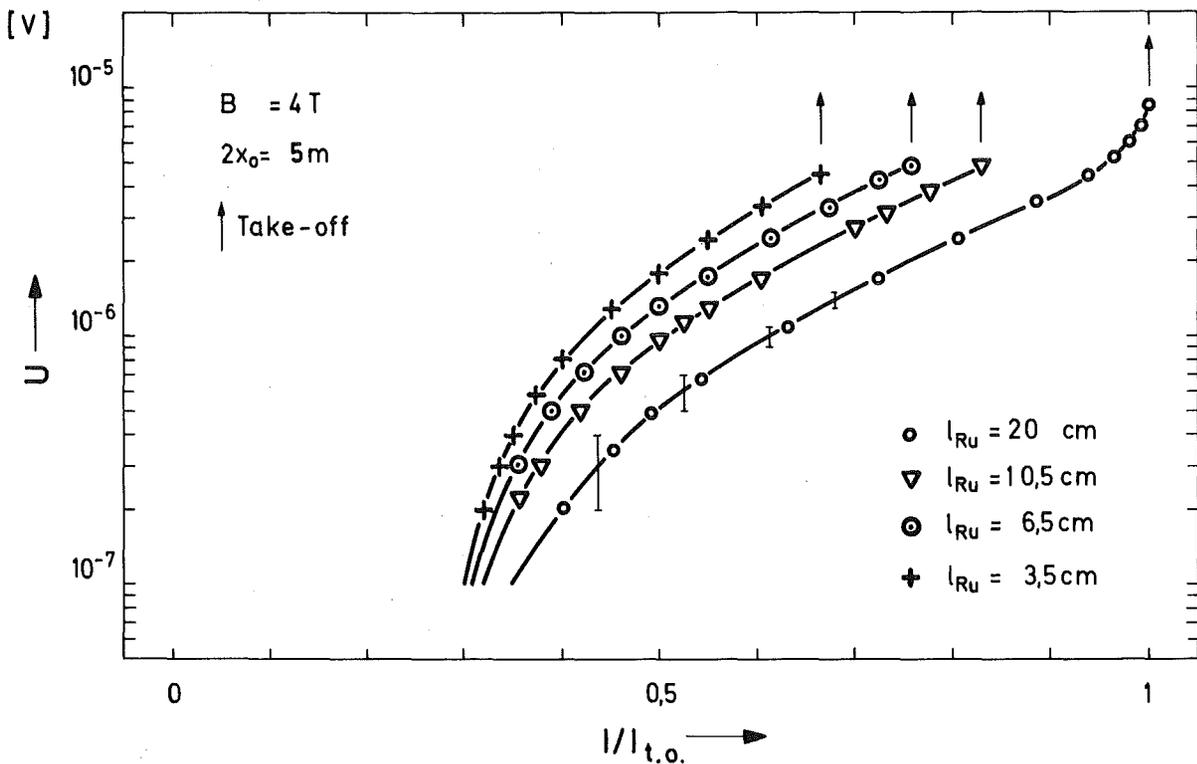


Abb. 19: Stationäre U-I Charakteristiken der Probe 8 im Außenfeld von 4 Tesla für verschiedene Leiterlängen l_{Ru} im Stromeinspeisebereich.

(die Leiterenden wurden von 20 cm nach und nach bis auf 3,5 cm verkürzt und bis auf eine Übergangslänge von jeweils 1,5 cm mit der Stromzuführung verlötet).

Die Spannungswerte im quadratisch ansteigenden Teil der U-I Charakteristiken sind der Leiterlänge l_{Ru} umgekehrt proportional. Unterhalb von $l_{Ru} = 20$ cm degradieren die Take-off Ströme der Probe 8 erheblich. Mit $l_{Ru} = 3,5$ cm erreicht man z. B. nur noch 66 % gegenüber dem Take-off Strom mit $l_{Ru} = 20$ cm. Um nachzuweisen, daß diese erhebliche Stromdegradation tatsächlich auf die geringe Leiterlänge l_{Ru} im Stromeinspeisebereich zurückzuführen ist, wurde in Abb. 20 der Einfluß von l_K auf die stationäre U-I Charakteristik bei konstantem l_{Ru} untersucht. Dazu wurden die Leiterenden der Probe 9, die mit dem Aufbau der Probe 8 identisch ist, zuerst auf den jeweils letzten 18,5 cm und danach nur auf den jeweils letzten 2 cm mit der Stromzuführung verlötet (im 2. Fall war der restliche Teil der Leiterenden gegen die Stromzuführung isoliert). In beiden Fällen ver-

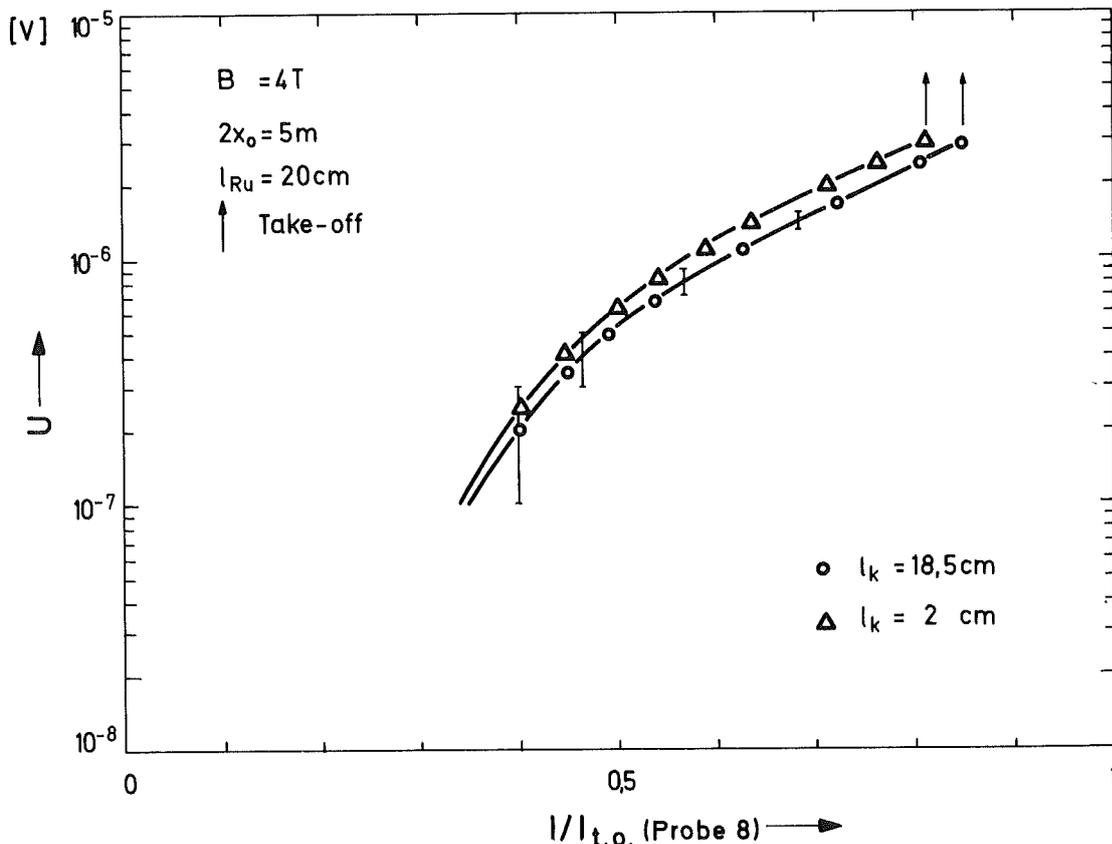


Abb. 20: Einfluß der Kontaktlänge l_K auf die stationäre U-I Charakteristik bei konstanter Leiterlänge l_{Ru} im Stromeinspeisebereich. (o) $l_K = 18,5$ cm, $l_{Ru} = 20$ cm; (△) $l_K = 2$ cm, $l_{Ru} = 20$ cm (Probe 9).

laufen die Leiterenden mit je einer Gesamtlänge von $l_{Ru} = 20$ cm völlig gleich im Stromeinspeisebereich, der im Niederfeldbereich parallel zur Hauptkomponente des Feldes liegt, so daß der Gesamtstrom durch die äußeren Filamente getragen werden kann.

Die stationären U-I Charakteristiken der Probe 9, die beide auf den Take-off Strom der Probe 8 (Abb. 18) normiert sind, weichen nur sehr wenig voneinander ab. Insbesondere ergeben sich trotz der stark verschiedenen Kontaktlängen nahezu gleich große Take-off Ströme (der geringere Take-off Strom von etwa 85 % gegenüber Probe 8 ist vermutlich auf Leiterinhomogenitäten oder unterschiedliche Kühlbedingungen der einzelnen Proben zurückzuführen). Der Verlauf der U-I Charakteristiken und die Höhe der Take-off Ströme von hochresistiven Matrixleitern werden demnach im allgemeinen von der gesamten Leiterlänge l_{Ru} im Stromeinspeisebereich und nicht nur von der Kontaktlänge l_K mitbestimmt.

Abb. 21 zeigt am Beispiel der Proben 8, 10 und 11, daß die Variation der Leiterlänge im homogenen transversalen Magnetfeld zwischen 4,5 cm und 5 m im nachweisbaren Spannungsbereich keinen Ein-

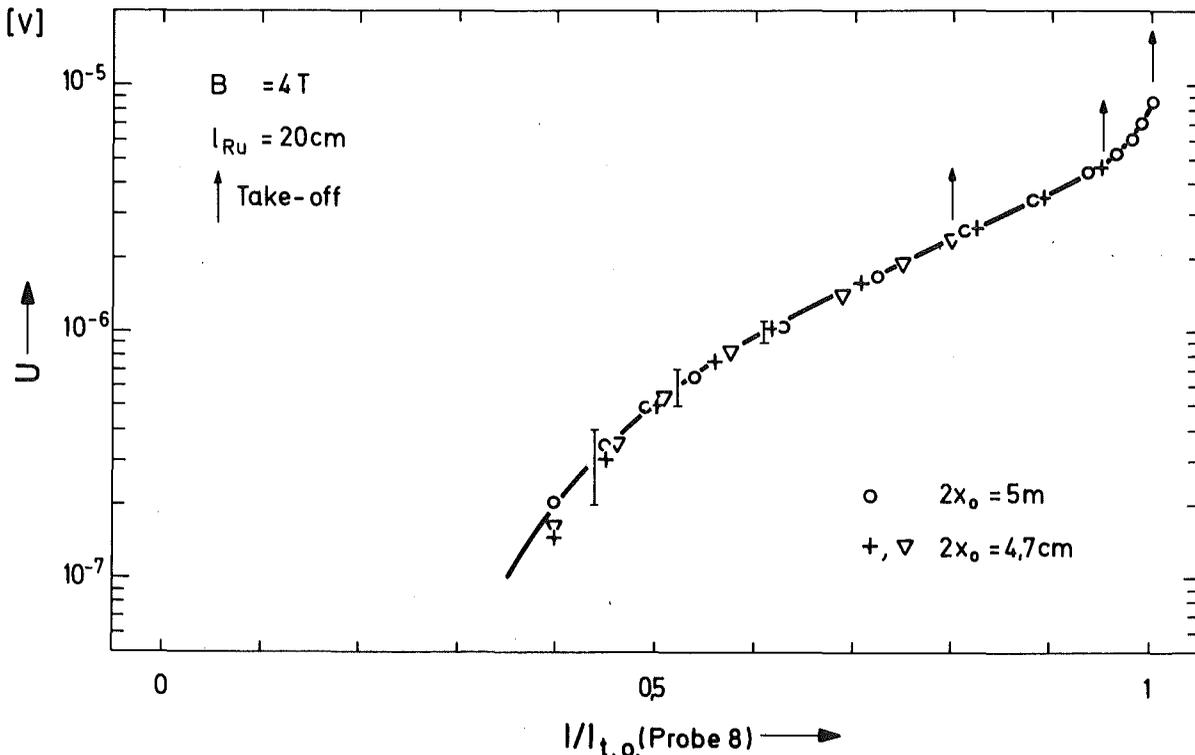


Abb. 21: Einfluß der Leiterlänge $2x_0$ im homogenen transversalen Magnetfeld auf die stationäre U-I Charakteristik.
(o) Probe 8, (∇) Probe 10, (+) Probe 11.

Für eine genauere Beschreibung der Spannungsverteilung ist in Abb. 22 der Verlauf des stationären elektrischen Feldes längs der Kurzprobe 10 für einen Spannungswert im quadratisch ansteigenden Teil der U-I Charakteristik wiedergegeben (nach einer Kontaktlänge von jeweils 15 cm verläuft der Leiter der Probe 10 mit einer weiteren Länge von je 5 cm im longitudinalen Magnetfeld, bevor er mit einer Länge von 4,5 cm dem homogenen Transversalfeld ausgesetzt ist). Im longitudinalen Magnetfeld ist keine stationäre Spannung längs der Probe nachweisbar (Potentialabgriffe 1/2). Dagegen nimmt das elektrische Feld vom Eintritt des Leiters ins Transversalfeld bis zur Leitermitte hin von $7 \cdot 10^{-5}$ V/m auf etwa $1 \cdot 10^{-5}$ V/m ab (der relativ zu kleine Wert von $7 \cdot 10^{-5}$ V/m ist darauf zurückzuführen, daß der Leiter hier nur mit einer effektiven Länge, die kleiner als 7,5 mm ist, transversal zum äußeren Magnetfeld verläuft). Dieses Ergebnis zeigt, daß die Längsspannungen, welche die Aufteilung des Stromes auf die einzelnen Filamente regeln, auf wenige Zentimeter des Leiters nach dem Eintritt ins homogene Transversalfeld beschränkt sind. Aus dem Absolutwert von $7 \cdot 10^{-5}$ V/m folgt, daß Cu- und CuNi-Matrixleiter im Bereich ihrer Take-off Ströme vergleichbare lokale elektrische Maximalfelder aufweisen, obwohl die Gesamtspannungen, die dabei längs den Proben abfallen, bei CuNi-Matrixleitern im allgemeinen sehr viel kleiner sind. Der Grund hierfür ist die Stromdegradation, d. h. daß die äußeren Filamente lokal ihren Take-off Strom erreichen, während die weiter innen liegenden Filamente nur teilweise mit Strom belastet sind. Bei Cu-Matrixleitern liegt dagegen beim Take-off Strom eine homogene Stromdichteverteilung über der gesamten Leiterlänge im Hochfeldbereich und über dem Leiterquerschnitt vor, was unmittelbar auch zu einem homogenen E-Feldverlauf mit hoher Gesamtspannung führt.

Die grundlegenden Voraussagen der "Zwei-Filament-Modellrechnung" werden durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt. Die Stromauffüllung der inneren Filamente erfolgt zum größten Teil im Strom einspeisebereich, über die transversalen Trennschichtwiderstände zwischen den einzelnen Filamentkränzen. Mit abnehmender Leiterlänge ℓ_{Ru} nehmen diese Übergangswiderstände zu, und es werden dadurch immer größere Spannungen notwendig, um Strom in die inneren Filamente

zu treiben. Für die hochresistive CuNi-Matrix liegt dieses Spannungsniveau in einem solch hohen Bereich, daß die äußeren Filamente bis an die Grenze ihrer Stromtragfähigkeit gehen müssen. Unterhalb von $l_{Ru} = 20$ cm werden die transversalen Trennschichtwiderstände des hier untersuchten CuNi-Matrixleiters F61 z. B. so groß, daß die äußeren Filamente lokal ihr elektrisches Maximalfeld erreichen, und der gesamte Leiter dadurch vorzeitig in die Normalleitung übergeht, bevor alle Filamente am Stromtransport beteiligt sind. Zu kleine Stromeinspeiselängen führen bei hochresistiven Matrixleitern zu einer erheblichen Degradation des Take-off Stromes. Die quantitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen der "Zwei-Filament-"Modellrechnung zeigt, daß die Annahme eines elektrischen Maximalfeldes der Filamente von $2 \cdot 10^{-4}$ V/m für die Begrenzung des supraleitenden Zustandes eine gute 1. Näherung bedeutet; die Stromtragfähigkeit hochresistiver Matrixleiter abzuschätzen. In Cu-stabilisierten Multifilamentleitern wird die Stromaufteilung durch die niederresistive Cu-Matrix nicht behindert. Es treten von da her keine Probleme bezüglich der Stromtragfähigkeit dieser Leiter auf.

5.4 Stromdegradation hochresistiver CuNi-Matrixleiter durch magnetfeldabhängigen Flux-creep Widerstand

Die bisherigen Untersuchungen wurden in einem konstanten äußeren Magnetfeld von 4 Tesla durchgeführt. In diesem Feld konnten mögliche Stromdegradationen hochresistiver CuNi-Matrixleiter durch geeignete Wahl der Stromeinspeiselängen, die auch experimentell noch leicht zu realisieren waren, verhindert werden. In einer Reihe von experimentellen Ergebnissen war jedoch festgestellt worden, daß mit abnehmendem äußeren Magnetfeld die Stromdegradation hochresistiver CuNi-Matrixleiter gegenüber vergleichbaren Cu-stabilisierten Multifilamentleitern deutlich zunimmt, vergl. z. B. Ulbricht¹⁾. Es wird daher der Einfluß des äußeren Magnetfeldes auf die Stromdichteverteilung in CuNi-stabilisierten Multifilamentleitern und ihre Auswirkung auf die Stromtragfähigkeit untersucht.

Abb. 23 zeigt für vier verschiedene Proben die auf die NbTi-Fläche bezogene Take-off Stromdichte des CuNi-Matrixleiters F61 in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. Während die Take-off Stromdichten im Außenfeld von 4 Tesla noch mit denjenigen der Cu-stabilisierten Multifilamentleiter vergleichbar sind, degradieren die Stromdichten mit abnehmendem Magnetfeld erheblich. Der maximale Wert im Nullfeld beträgt z. B. nur etwa 35 % gegenüber der Take-off Stromdichte eines Cu-stabilisierten Multifilamentleiters.

Aufschluß über diese magnetfeldabhängige Degradation geben die dynamischen E_i -I Charakteristiken in Abb. 24. Abb. 24 zeigt die "jungfräuliche" dynamische E_i -I Charakteristik der Einkernleiterprobe 1 und der CuNi-Matrixleiterprobe 9 für verschiedene Magnetfelder. Da die E_i -I Charakteristiken verschiedener Leiter in entsprechenden Magnetfeldern durch Normierung auf die zugehörigen I_c -Werte zur Deckung gebracht werden, kann mit Hilfe der am CuNi-Matrixleiter gemessenen dynamischen Feldstärkewerte aus den normierten E_i -I Charakteristiken der Einkernleiterprobe 1 die vorliegende magnetfeldabhängige Stromdegradation I/I_c (B) ermittelt werden. (In kleinen Außenfeldern weicht der funktionale Zusammenhang zwischen innerer Induktionsspannung und Transportstrom gegenüber dem theoretisch abgeleiteten Zusammenhang ab, was darauf zurückzuführen ist, daß die kritische Stromdichte in kleinen Feldern wegen des Eigenfeldeinflusses nicht mehr konstant über dem Leiterradius ist²³⁾.)

Die dynamischen Feldstärkewerte, die den Normalübergang anzeigen, werden mit abnehmendem Magnetfeld bei immer kleineren I/I_c -Werten erreicht. Das zeigt deutlich, daß die relative Zunahme der Degradation mit abnehmendem Magnetfeld dadurch zustande kommt, daß die äußeren Filamente ihren Take-off Strom erreichen, während immer weniger der inneren Filamente am Stromtransport beteiligt sind. (Die feldabhängigen mittleren Take-off Stromdichten der am Stromtransport beteiligten Filamente, die sich aus Abb. 24 extrapolieren lassen und in Abb. 23 wiedergegeben sind, stimmen daher mit den Take-off Stromdichten von Cu-stabilisierten Multifilamentleitern überein.)

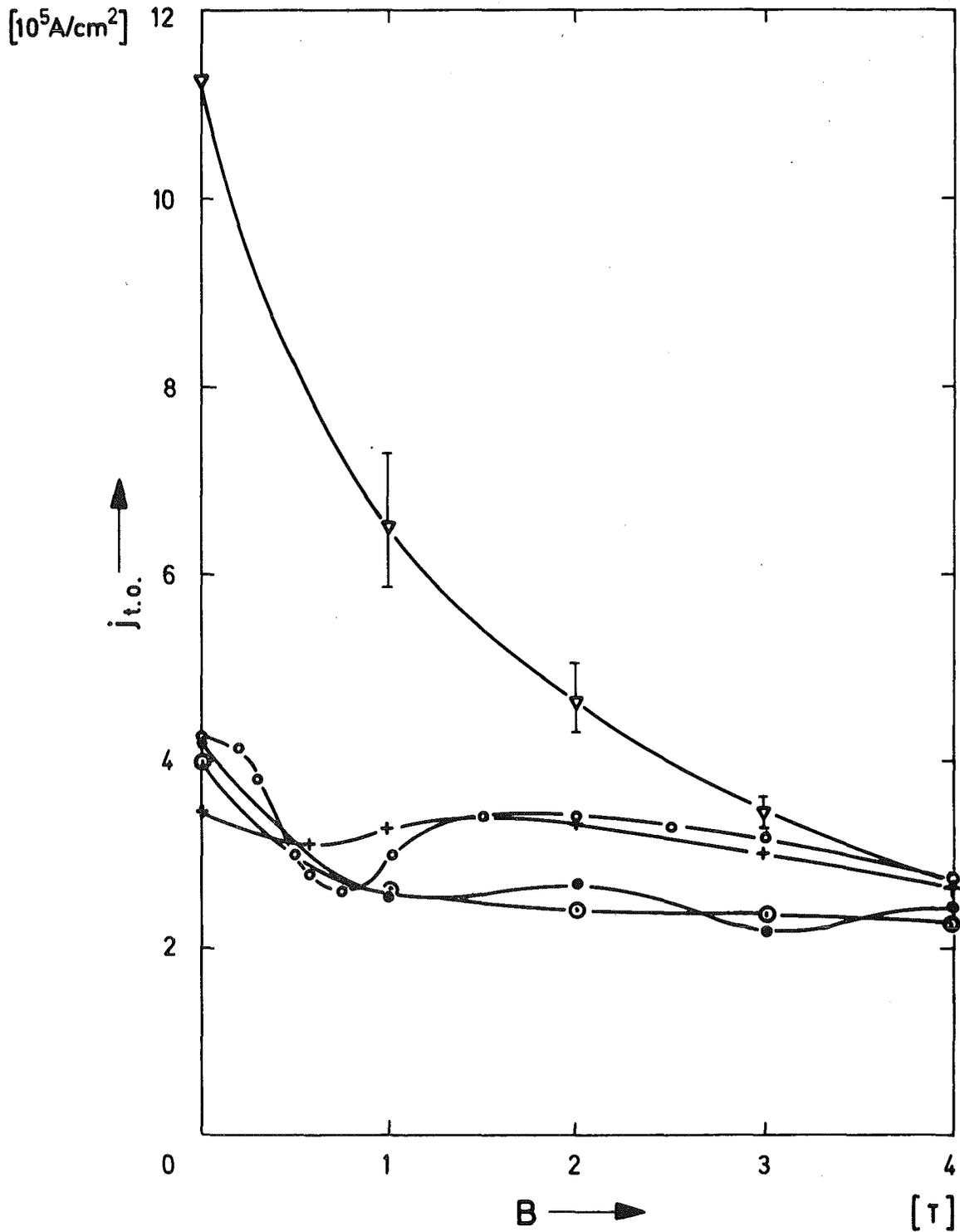


Abb. 23: Auf die NbTi-Fläche bezogene Take-off Stromdichte des CuNi-Matrixleiters F61 in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. Proben 8 (o) und 9 (o) mit $2x_0 = 5 \text{ m}$ sowie Proben 10 (\odot) und 11 (x) mit $2x_0 = 4,5 \text{ cm}$. (∇) Extrapolierte Werte der Probe 9.

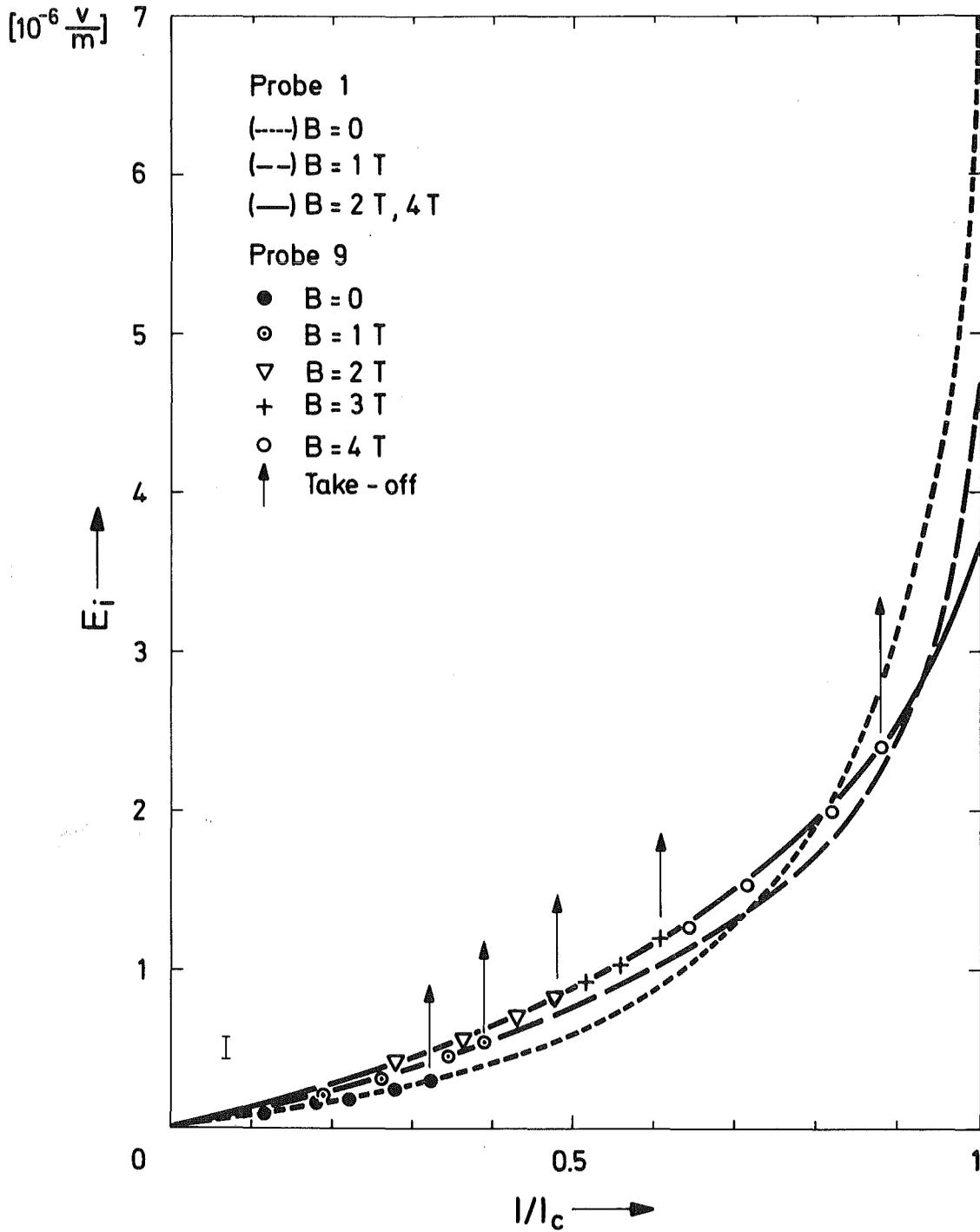


Abb. 24: "Jungfräuliche" dynamische E_1 -I Charakteristik der Einkernleiterprobe 1 und der CuNi-Matrixleiterprobe 9 für verschiedene Magnetfelder.

Ist die Ursache für diese Degradation eine mit abnehmendem Magnetfeld zunehmende Behinderung der Stromaufteilung über die normalleitende Matrix im Stromeinspeisebereich, so kommt dafür lediglich der magnetfeldabhängige Flux-creep Widerstand der Filamente in Betracht, da alle anderen Parameter des CuNi-Matrixleiters unabhängig vom Magnetfeld sind. Der magnetfeldabhängige Flux-creep Widerstand der Filamente des CuNi-Matrixleiters F61 ist nur schwer zu messen. (Man müßte die Messungen an einem herauspräparierten einzelnen Filament durchführen.) Um diese Schwierigkeit zu umgehen, sind in Abb. 25 stationäre E-I Charakteristiken der Cu-stabilisierten Multifilamentleiterprobe 4, deren Stromtragfähigkeit im Außenfeld von 4 Tesla mit derjenigen des CuNi-Matrixleiters F61 vergleichbar ist, für verschiedene äußere Magnetfelder wiedergegeben. Mit abnehmendem Magnetfeld nimmt der effektive Flux-creep Widerstand der Probe ab, was auf die größere Stromtragfähigkeit zurückzuführen ist. Der magnetfeldabhängige effektive Flux-creep Widerstand ist bei gleichem elektrischen Feld betrachtet in 1. Näherung umgekehrt proportional zur Stromtragfähigkeit. Geht man zunächst davon aus, daß das elektrische Maximalfeld E_m der Filamente, welches den supraleitenden Zustand begrenzt, magnetfeldunabhängig ist, so läßt sich jetzt die magnetfeldabhängige Degradation hochresistiver CuNi-Matrixleiter qualitativ leicht verstehen.

Am Beispiel der CuNi-stabilisierten Multifilamentleiterprobe 8 war zu sehen (siehe Abb. 18), daß das elektrische Maximalfeld im Außenfeld von 4 Tesla bei einer Stromeinspeiselänge von 20 cm gerade noch ausreicht, auch das innerste Filament mit Strom zu belasten. Im Nullfeld ist die Stromtragfähigkeit der Filamente dagegen 3 bis 4 mal so hoch wie im Feld von 4 Tesla, während die longitudinale Spannung, die die äußeren Filamente beim Erreichen des elektrischen Maximalfeldes entwickeln, etwa die gleiche bleibt. Da diese Spannung gleich der transversalen Spannung im Stromeinspeisebereich ist, welche den zusätzlichen Transportstrom über die normalleitende Matrix in die inneren Filamente treibt, kann im Nullfeld absolut nur so viel Strom auf die inneren Filamente verteilt werden wie im Außenfeld von 4 Tesla. Das bedeutet aber eine erhebliche Stromdegradation, da ja die Stromtragfähigkeit der Fi-

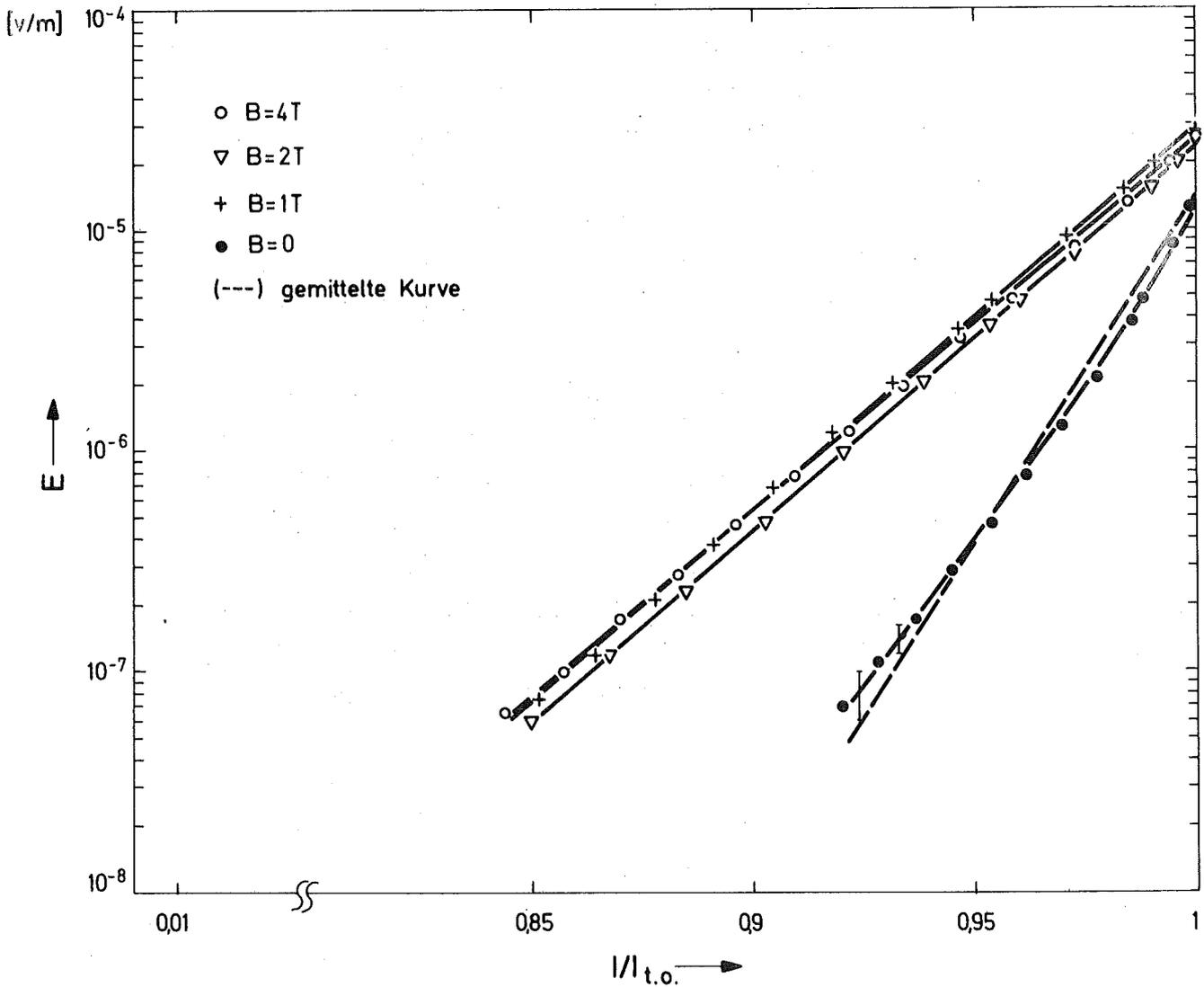


Abb. 25: Stationäre E-I Charakteristik der Probe 4 mit dem äußeren Magnetfeld als Parameter.

lamente im Nullfeld um das 3- bis 4fache gestiegen ist. Abb. 26 zeigt die nach dem "Zwei-Filament-Modell" berechnete magnetfeldabhängige Stromdegradation eines der Probe 4 angepassten "Zwei-Filament-Modelleleiters" mit hochresistiver CuNi-Trennschicht. Unter der einfachen Annahme eines magnetfeldunabhängigen elektr-

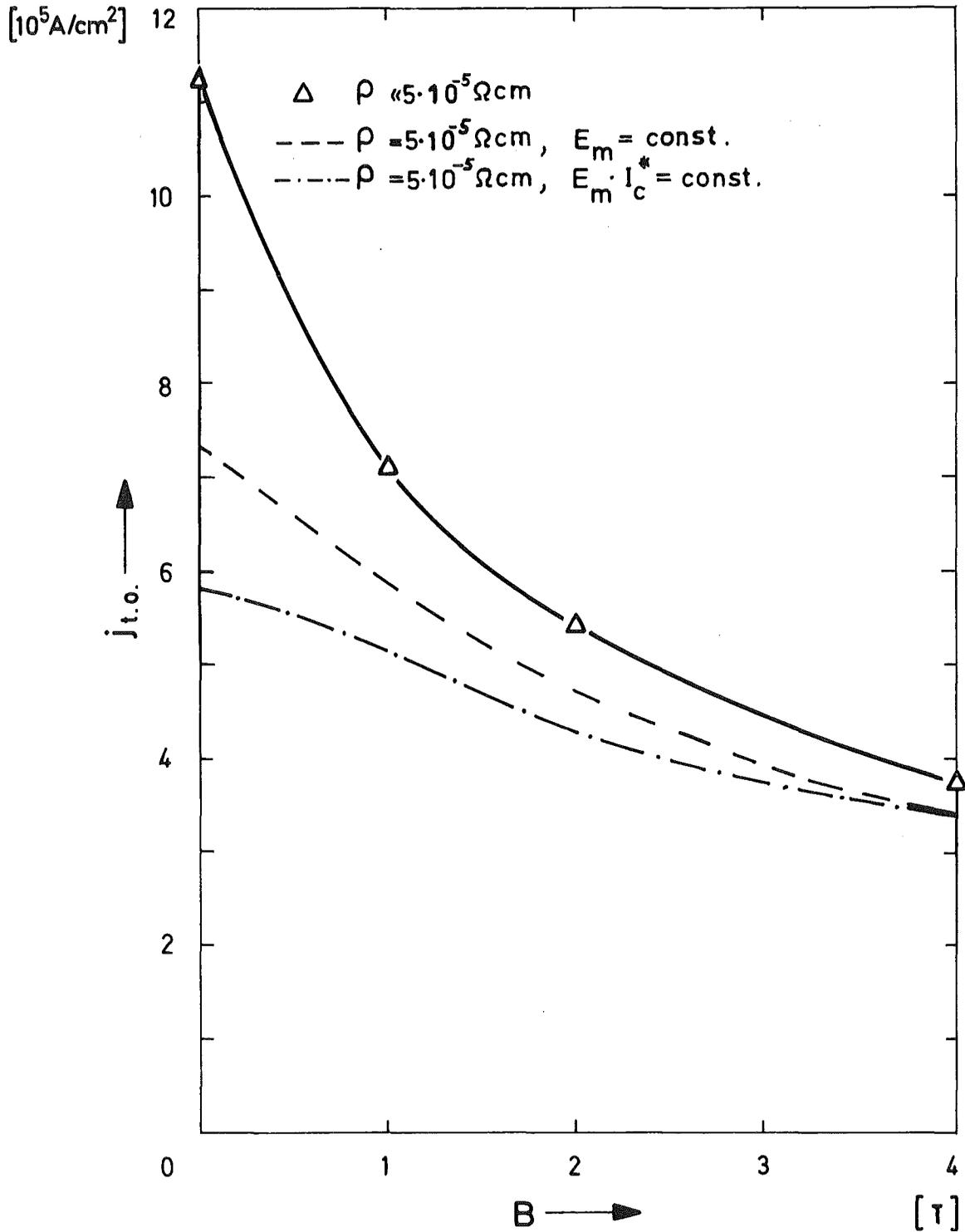


Abb. 26: Stromdegradation eines hochresistiven CuNi-Matrixleiters im äußeren Magnetfeld. (∇) Probe 4 mit niederresistiver Matrix (gemessene Werte). (---), (-·-·-) der Probe 4 angepaßter "Zwei-Filament-Modelleiter", jedoch mit hochresistiver CuNi-Trennschicht (berechnete Werte).

schen Maximalfeldes der Filamente von $2 \cdot 10^{-4}$ V/m ist die berechnete Degradation nicht so stark ausgeprägt, wie das im Experiment (Abb. 23) der Fall ist. Die Annahme eines magnetfeldunabhängigen elektrischen Maximalfeldes der Filamente ist offenbar eine zu grobe Näherung. Flux-creep Untersuchungen verschiedener Ref. zeigen, daß sich das elektrische Maximalfeld mit abnehmendem äußeren Magnetfeld im allgemeinen reduziert, vergl. z. B. Ref.²⁴⁾. (Systematische Untersuchungen, die den genauen Zusammenhang zwischen äußerem Magnetfeld und elektrischem Maximalfeld aufzeigen, liegen bisher nicht vor.) Beschreibt man die Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Maximalfeldes, das im Außenfeld von 4 Tesla nach wie vor $2 \cdot 10^{-4}$ V/m betragen soll, dadurch, daß das Produkt aus elektrischem Maximalfeld und Take-off Strom für das einzelne Filament unabhängig vom Magnetfeld konstant ist ($(E_m \cdot I_c^+)_B = \text{const.}$), so ergibt sich in Abb. 26 für den "Zwei-Filament-Modelleiter" eine ähnlich große Degradation wie in Abb. 23 für den CuNi-stabilisierten Multifilamentleiter F61.

Die Ergebnisse zeigen, daß die oft beobachteten geringen Take-off Stromdichten von hochresistiven CuNi-Matrixleitern in kleinen äußeren Magnetfeldern durch eine magnetfeldabhängige Behinderung der Stromaufteilung im Stromeinspeisebereich erklärt werden kann. Die Behinderung kommt durch den kleinen effektiven Flux-creep Widerstand im niederen Magnetfeld zustande. Die Spannung der äußeren Filamente reicht nicht aus, um genügend Strom über die Matrix in die innere Filamente zu treiben. In hohen Magnetfeldern kann durch die gleiche Spannung zwar auch nicht mehr Strom nach innen verteilt werden, er reicht hier jedoch aufgrund der geringeren Stromtragfähigkeit der Filamente aus, den gesamten Leiter mit Strom zu belasten.

Literaturverzeichnis

- 1 Ulbricht, A., KfK-Karlsruhe KfK 2672 (August 1978)
- 2 Kornmann, H., Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1974)
- 3 Wilson, M.N., Report SMR-1, Rutherford Laboratory, Chilton, Oxfordshire, England (1977)
- 4 Dresner, L., Cryogenics, May (1978), p. 285
- 5 Ekin, J.W., J. Appl. Phys. V 49(6), p. 3406
- 6 Hillmann, H., Hauck, D., Proc. 1972 Appl. Superc. conf., p. 429
- 7 Kim, Y.B., Hempstead, C.F. and Strnad, A.R., Physical Review, Volume 131, No. 6 (1963), p. 2486
- 8 Bean, C.P., Phys. Rev. Lett. 8, 250 (1962)
- 9 Küpfmüller, K., Einführung in die theoretische Elektrotechnik, p. 262
- 10 Bean, CP. Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 31
- 11 Smith, P.F., Wilson, M.N., Walters, C.R., Lewin, J.D., Spurway, A.H., J. Phys. D 3 (1970) 15 17
- 12 Duchateau, J.L., Turck, B. Cryogenics 14 (9) p. 481 (1974)
- 13 Gauster, W.F., J. Appl. Phys. V 40 (5) p. 2060 (1969)
- 14 Polak, M., Hlasnik, I., Krempasky, L., Cryogenics, Dec. 1973, p. 702
- 15 Kim, Y.B., Hempstead, C.F., and Strnad, A.R., Phys. Rev. Ltrs. 9, 306 (1962)
- 16 Anderson, P.W., Phys. Rev. Ltrs. 9, 306 (1962)
- 17 Jüngst, K.P., KfK-Karlsruhe, KfK 2315 (1976)
- 18 Turowski, P., ITP/KfK, private Mitteilung
- 19 Becker/Sauter, Theorie der Elektrizität Band 1 (1969) p. 173
- 20 Wilson, M.N. Proc. 5th Int. Conf. Mag. Techn. Roma (1975) p. 619
- 21 Turck, B., Wake, M., Kobayashi, M., Cryogenics, April (1977), p. 217

- 22 Becker/Sauter, Theorie der Elektrizität Band 1 (1969) p. 106
- 23 Kim, Y.B., Hempstead, C.F., Strnad, A.R., Phys. Rev. 131, 6, 2486 (1963)
- 24 Kaiho, L., Ohara, T., Koyama, K., Cryogenics, Febr. (1976) p. 103